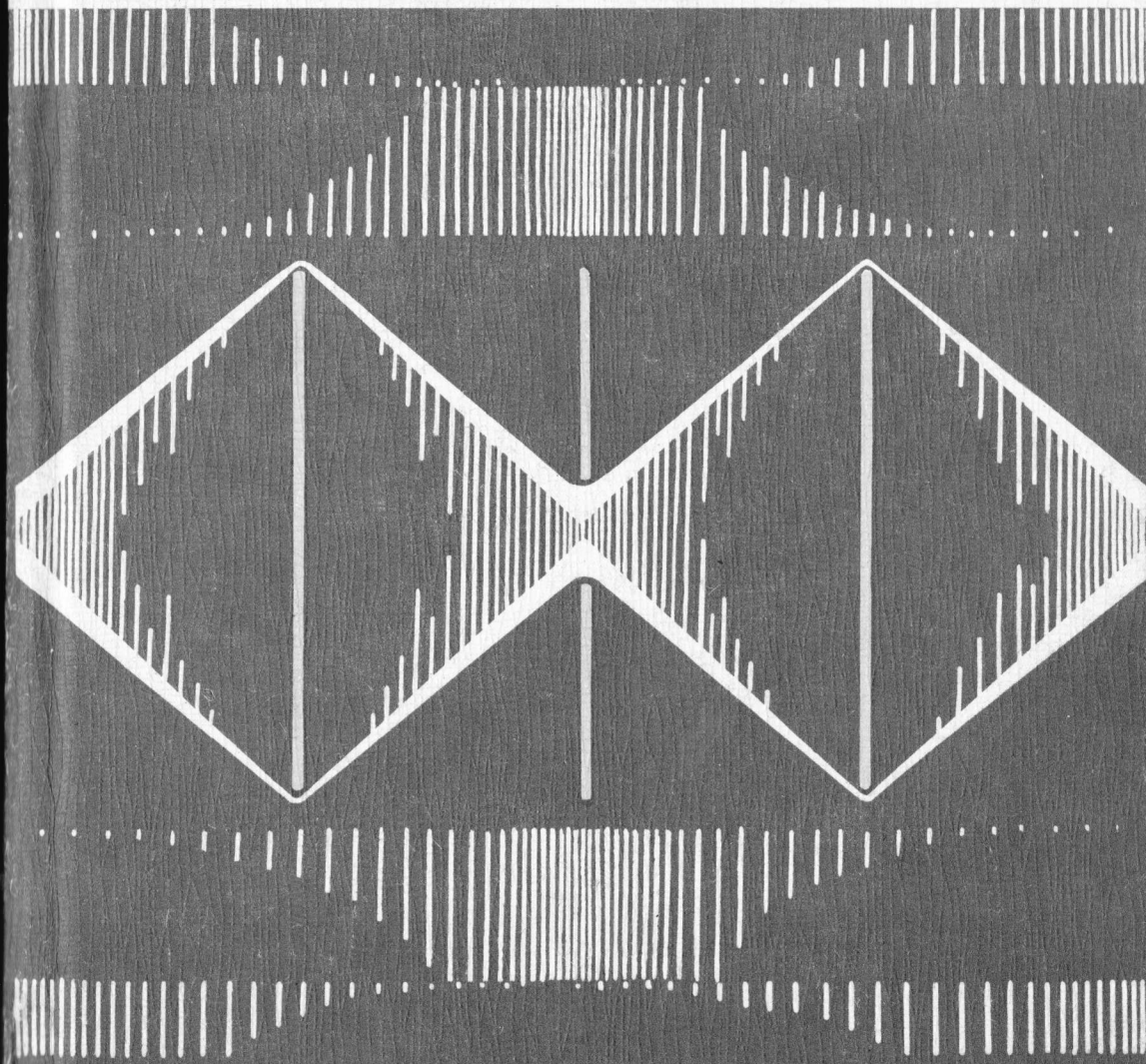
D.D.SANDU

DISPOZITIVE ELECTRONICE PENTRU MICROUNDE



EDITURA ȘTIINȚIFICĂ ȘI ENCICLOPEDICĂ

PREFAȚĂ

Utilizarea microundelor pe scară tot mai largă în diferite domenii ale tehnicii și cercetării științifice se justifică prin cîteva particularități importante; dintre acestea trebuie subliniate, în primul rînd, propagarea sub formă de fascicule suficient de colimate, posibilitatea detectării unor semnale de putere foarte mică ($\lesssim 10^{-3}$ μW) și imunitate ridicată la diverse categorii de semnale parazite, micșorarea dimensiunilor geometrice ale dispozitivelor și componentelor, elaborarea unor metode noi de studiu a substanței (spectroscopie cu microunde), manipularea unor puteri utile foarte mari, perspectiva transportului la distanță a energiei electrice.

În domeniul comunicațiilor benzile de microunde sînt utilizate pentru transmiterea la distanță și recepția programelor de televiziune și pentru realizarea unor canale de comunicații cu modulație de cod sau frecvență care să asigure secretul total al datelor transmise. Aceste comunicații se efectuează fie prin lanțurile de radiorelee terestre, fie prin intermediul rețelelor de sateliți specializați. Principalele probleme care trebuie rezolvate în acest domeniu sînt: 1) realizarea unor oscilatori de mare stabilitate și acordabili și 2) realizarea unor detectori superheterodină de sensivitate ridicată și a unor amplificatori cu nivel scăzut de zgomote proprii.

Un domeniu în care microundele au o largă aplicație este cel referitor la supravegherea teritoriului și telecomanda vehiculelor spațiale (avioane, sateliți, rachete). Instalațiile sînt în general de tip radar, iar puterea semnalelor poate varia într-o gamă foarte largă, de la zeci de μW pînă la zeci sau sute de MW. Desigur, în instalațiile mobile se se urmărește funcționarea cu semnale de puteri cît mai mici; ele sînt echipate cu dispozitive semiconductoare. Instalațiile de la sol au puteri foarte mari și sînt echipate cu tuburi cu fascicul electronic specializate (clistroane, tuburi cu undă progresivă, magnetroane).

Deosebit de atrăgătoare este utilizarea metodelor de microunde pentru studiul substanței: aceste metode sînt dezvoltate mai ales în ulti-

mele trei decenii și includ diferite tipuri de rezonanțe ; electronică de spin, magnetică, ciclotronică etc. În acest domeniu se lucrează cu puteri mici, însă pentru lărgirea numărului de substanțe studiate, se urmărește obținerea unor frecvențe foarte înalte ; se ajunge la o suprapunere tot mai pronunțată a domeniului microundelor cu infraroșul îndepărtat. La fel ca și pentru comunicații și în spectroscopia cu microunde sînt necesari oscilatori stabili și acordabili într-o gamă foarte largă.

Cît privește electronica puterilor foarte mari pot fi enumerate trei direcții de utilizare a microundelor : 1) radar și telecomenzi la distanțe foarte mari, 2) acceleratori de particule și 3) transportul energiei electrice la distanțe mari (conversia energiei de curent continuu în energie de microunde și viceversa). În aceste domenii se lucrează cu instalații gigant a căror putere de microunde totală este de ordinul sutelor de MW ; dispozitivele utilizate sînt clistroanele de tranzit cu cavități multiple, tuburi cu undă progresivă și magnetroanele de mare putere, inclusiv planotronul.

În componența unei instalații de microunde intră atît componente active (dispozitive electronice) cît și componente pasive (ghiduri de undă, cavități rezonante, linii de transmisie, antene). Scopul lucrării de față este de a prezenta cititorului o imagine generală și pe cît posibil completă asupra dispozitivelor electronice pentru microunde. Lucrarea cuprinde două părți : prima parte tratează dispozitivele cu fascicul electronic în vid, iar a doua dispozitivele semiconductoare pentru microunde. La începutul lucrării este inclus un capitol introductiv menit să dea o privire de ansamblu, necesară pentru studiul unor dispozitive specializate ; aici sînt expuse succint numai principiile constructive și de funcționare precum și performanțele ce pot fi realizate.

În prima parte (capitolele II — VI) sînt studiate dispozitivele cu fascicul electronic în vid, specializate pentru microunde, și care pot funcționa în regim de amplificare și oscilație. Sînt descrise succesiv clistronul de tranzit și cel reflex, tuburile cu undă progresivă (directă) și cu undă inversă de tip *O* (fără cîmp magnetic transversal), magnetronul cu cavități multiple, tuburile cu undă progresivă și cu undă inversă de tip *M* (cu cîmp magnetic transversal). Pentru fiecare tip de dispozitiv se prezintă principiile constructive și de funcționare, metodele de analiză, performanțele obținute și perspectivele de dezvoltare precum și exemple de aplicații.

În partea a doua (capitolele VII—XI) sînt descrise dispozitivele semiconductoare care funcționează în domeniul microundelor cu bune performanțe. Aceste dispozitive pot fi împărțite în două categorii : 1) În prima categorie intră dispozitivele care funcționează satisfăcător atît la frecvențe joase cît și în microunde ; aici intră diodele și tranzistorii bipolari, diodele varactor și PIN, diodele Schottky și tranzistorii cu efect de cîmp. Extinderea frecvențelor de funcționare spre domeniul microundelor se realizează prin perfecționarea tehnologiilor de fabricație și utilizarea unor materiale cu mobilități de valori ridicate ale purtătorilor. 2). În grupa a doua intră dispozitivele semiconductoare specializate pentru microunde cum ar fi diodele tunel, dispozitivele cu transfer de electroni (dispozitive Gunn), diodele IMPATT (Read) și TRAPATT, diodele BARITT. Tot aici intră dispozitivele Josephson și oscilatorii Bloch care, din motive de spațiu, nu sînt tratate în lucrarea de față.

Lucrarea se adresează în primul rînd inginerilor electroniști și din specialitățile înrudite, precum și fizicienilor specializați în tehnologia dispozitivelor și componentelor electronice. Totodată ea poate fi utilă unui cerc larg de cititori, cadre didactice universitare, doctoranzi și studenți din anii superiori de la facultățile tehnice și cele de fizică. Autorul speră că pentru cititorul interesat lucrarea va constitui o sursă sistematică de lărgire a orizontului științific și de documentare în domeniul dispozitivelor de microunde.

Mulțumesc Editurii științifice și enciclopedice pentru sprijinul deosebit acordat la tipărirea acestei lucrări. Totodată doresc să exprim alese mulțumiri tovarășului redactor Virgil Spulber, de a cărui înțelegere și sprijin competent am beneficiat din plin.

Iași, martie 1980

DUMITRU D. SANDU

Capitolul I

PRIVIRE GENERALĂ ASUPRA DISPOZITIVELOR DE MICROUNDE

I.1. Noțiuni introductive asupra microundelor

Principiile de generare, amplificare, emisie și recepție a semnalelor electrice depind în mod esențial de gama frecvențelor de lucru și de puterea vehiculată. Caracteristicile de funcționare și parametrii dispozitivelor electronice active, a componentelor pasive și a mediului de propagare suferă modificări importante pe măsură ce lungimea de undă a perturbațiilor electromagnetice devine tot mai mică, comparabilă cu dimensiunile geometrice ale elementelor de circuit. Astfel a apărut necesitatea elaborării unor dispozitive și componente speciale, cu principii de construcție și funcționare diferite de cele ale elementelor clasice, care să prezinte performanțe superioare în domeniul microundelor.

Înainte de a ne opri mai detaliat asupra microundelor este utilă o privire generală asupra întregului spectru al undelor (perturbațiilor) electromagnetice. Forma cea mai cuprinzătoare a spectrului electromagnetic este cea propusă de Sears și Zemansky [1] în harta din figura 1.1. Reprezentată la o scară logaritmică, harta permite o evaluare globală a diferitelor categorii de radiații electromagnetice, fiind marcate și suprapunerile de benzi care pot avea loc. Porțiunea cuprinsă în gama de frecvențe $f = 10 - 5 \cdot 10^{12}$ Hz este cunoscută sub denumirea generală de „spectrul undelor radio". Banda alocată radiodifuziunii ocupă un spațiu relativ mic în comparație cu cea rezervată radiocomunicațiilor, care include undele scurte, microundele și infraroșul îndepărtat. Se poate constata, de asemenea, că spectrul vizibil ocupă un interval foarte mic din spectrul total.

Conform unei clasificări generale [4, 12] prin microunde se înțelege acea parte a spectrului electromagnetic cuprinsă între $f = 0{,}3$ și $6 \cdot 10^3$ GHz ($\lambda = 0{,}05 - 10^3$ mm); în alte clasificări domeniul microundelor este limitat între $f = 1$ și $3 \cdot 10^2$ GHz ($\lambda = 1 - 3 \cdot 10^2$ mm). Datorită particularităților constructive ale elementelor de circuit, a metodelor specifice legate de teoria și practica generării, emisiei, propagării și măsurării semnalelor de frecvențe foarte înalte, microun-

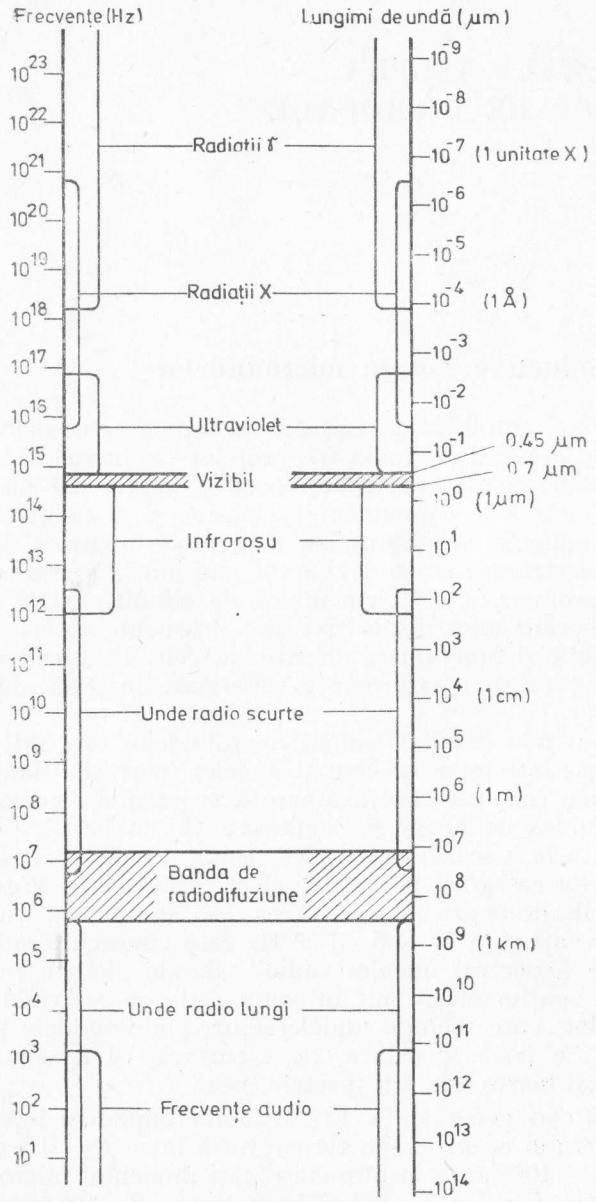


Figura 1.1. Forma generală a spectrului electromagnetic.

dele constituie un domeniu distinct al tehnicii. Pe măsura perfecționării tehnologiilor de fabricare a dispozitivelor electronice pentru microunde și a componentelor pasive asociate, s-a ajuns la realizarea unor generatori coerenți și stabili cu aplicații în radiolocație, radiocomunicații și cercetarea științifică. Prin elaborarea unor noi principii funcționale și constructive, în special în ultimii 20 de ani, domeniul de utilizare a microundelor s-a extins tot mai spre partea infraroșului.

Ca urmare a utilizării intense a microundelor în comunicațiile terestre și spațiale, radiolocație, studiul substanțelor etc., a apărut necesitatea împărțirii domeniului de microunde în benzi, care sînt marcate prin litere majuscule. Din păcate în literatura de specialitate sînt cunoscute mai multe moduri de împărțire și marcare a benzilor de microunde, și adesea pot apărea confuzii. Două exemple de împărțire și marcare a benzilor sînt arătate în tabelele I.1. și I.2. Tabelul I.1 este adoptat de firma Hewlett-Packard, cunoscută producătoare de aparatură

Tabelul I.1

Banda	Gama de frecvențe (GHz)	Banda	Gama de frecvențe (GHz)
L	1,00 — 2,60	*K*	18,00 — 26,50
S	2,60 — 3,95	*R*	25,50 — 40,00
G	3,95 — 5,85	milimetrice	30,00 — 300,00
C	4,90 — 7,05	submili-metrice	>300,00
J	5,30 — 8,20		
H	7,05 — 10,00		
X	8,20 — 12,40		
M	10,00 — 15,00		
P	12,40 — 18,00		
N	15,00 — 22,00		
Ku	15,30 — 18,00		

de măsurare și control în domeniul microundelor ; tabelul I.2 este adoptat în lucrarea fundamentală „Microwave Engineering" a lui A.F. Harvey [4]. Sînt cunoscute și alte clasificări ; dintre acestea un anume interes prezintă cea care se referă la întregul spectru al undelor radio, reprezentată în tabelul I.3 [4].

Extinderea continuă a domeniului microundelor spre infraroșu a necesitat o nouă subdivizare a spectrului electromagnetic în această regiune, rezultînd clasificarea din tabelul I.4 [12]. Undele submilimetrice capătă aplicații tot mai largi în comunicații, studiul substanțelor (spectroscopie), astronomie, metrologie. Trebuie subliniat însă că pentru realizarea unor generatori acordabili, amplificatori și detectori coerenți în domeniul undelor submilimetrice se întîmpină greutăți

Tabelul I.2

Banda		Gama de frecvenţe (GHz)
Notaţia engleză	Notaţia americană	
P	P	0,225 — 0,390
L	$L_p - L_z$	0,390 — 1,550
S	$S_S - S_H$	1,550 — 3,900
C	C	3,900 — 6,200
X	$X_D - X_K$	6,200 — 10,900
J	$K_P - K_U$	10,900 — 17,250
K	$K_T - K_L$	17,250 — 33,000
Q	$K_A - Q_E$	33,000 — 46,000
V	$V_A - V_E$	46,000 — 56,000

Tabelul I.3

Banda	Gama de frecvenţe (MHz)
Frecvenţe joase	0,20 — 10,00
Frecvenţe înalte	1,00 — 30,0
Frecvenţe foarte înalte	30,0 — 300
Frecvenţe ultraînalte	$3{,}3 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3$
Frecvenţe superînalte	$2 \cdot 10^3 - 30 \cdot 10^3$
Frecvenţe extraînalte	$30 \cdot 10^3 - 300 \cdot 10^3$

deosebite; sînt necesare mijloace tehnice extrem de perfecţionate, pentru obţinerea cărora se presupun eforturi ştiinţifice, tehnologice şi financiare însemnate.

Tabelul I.4

Banda	f (GHz)	λ (mm)	$1/\lambda$ (cm^{-1})	$h\nu$ (MeV)
Infraroşu îndepărtat	$6 \cdot 10^3$	>0,05	>200	>25
Unde submilimetrice	$3 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^3$	0,05—1	10 — 200	1,25 — 25
Unde milimetrice	$3 \cdot 10 - 3 \cdot 10^2$	1—10	1—10	<1,25

În încheierea paragrafului subliniem că în domeniul microundelor fenomenele electromagnetice au, în principal, un caracter propagatoriu, astfel pentru delimitarea diferitelor benzi se utilizează şi lungimile de undă.

I.2. Dispozitive de microunde cu fascicul electronic

Fiind dat că lucrarea de faţă se ocupă cu dispozitivele electronice utilizate în microunde, în acest capitol introductiv se impune prezentarea unei vederi generale asupra tipurilor şi evoluţiei acestor dispozitive. Trebuie subliniat că încercarea de a prezenta o astfel de evoluţie şi clasificare constituie o sarcină deosebit de grea şi delicată. Există cîteva motive importante care vin în sprijinul acestei afirmaţii.

1. În primul rînd, fiind vorba de descrierea principiilor şi tehnologiilor care au stat la baza inventării diferitelor dispozitive pentru microunde, apar în mod inevitabil probleme de priorităţi asupra cărora au existat şi există încă suficiente controverse.

2. Sub formă generală dispozitivele electronice pentru microunde pot fi împărţite în două mari categorii: dispozitive cu fascicul electronic în vid (tuburi electronice) şi dispozitive cu semiconductori. Referindu-ne la prima categorie, cum este bine ştiut, există o mare varietate de dispozitive, care, de regulă, sînt clasificate după principiul de funcţionare, adică după modul de interacţiune a fasciculului electronic cu cîmpul de înaltă frecvenţă (numit în general cîmp de radiofrecvenţă şi notat prescurtat r.f.). Clasificarea este îngreuiată de faptul că în cadrul fiecărei grupe există numeroase variante constructive şi o abundenţă de denumiri frapante. Unii autori, respectînd cronologia apariţiei diferitelor dispozitive, includ în categorii diferite dispozitive cu acelaşi principiu de funcţionare, dar cu alte denumiri sau aspecte constructive; în alte lucrări sînt date clasificări luînd drept criteriu numai gama frecvenţelor de lucru.

3. Dispozitivele semiconductoare pentru microunde sînt de dată mai recentă, însă ele au căpătat deja o largă utilizare. Principiile de funcţionare şi constructive ale acestor dispozitive sînt foarte diferite: efectul de amplificare în dispozitivele bipolare clasice (tranzistori bipolari de construcţie specială), comanda unor capacităţi neliniare (diode varactor), comanda unor impedanţe neliniare (diode PIN), efecte de amplificare în dispozitivele unipolare (tranzistori cu efect de cîmp din GaAs cu barieră Schottky), obţinerea de rezistenţe diferenţiale negative prin efect tunel (diode tunel), prin transfer de electroni (dispozitive Gunn) şi prin timp de tranzit (diode Read). Mai mult, asistăm la apariţia de noi variante cu principii de funcţionare şi constructive din cele mai diferite: vibraţiile super-reţelelor cristaline (oscilatori Bloch), efect tunel în supraconductori (oscilatori cu joncţiuni Josephson), efecte optice neliniare (oscilatori cu diferenţă de frecvenţe, cu funcţionare în infraroşul îndepărtat) etc.

În paragrafele ce urmează se descriu principalele tuburi electronice utilizate în microunde; tuburile „electrostatice" sînt tratate mai pe larg, deoarece asupra lor nu se mai revine în cuprinsul lucrării. Se

insistă asupra principiilor de funcţionare şi constructive şi a performanţelor realizate. Redactarea se bazează în principal pe lucrarea de sinteză a cunoscutului specialist R. Warnecke [3] precum şi pe lucrările [2, 6, 13, 15, 16].

I.2.1. Tuburi electronice „electrostatice"

Sub denumirea de tuburi electronice electrostatice se înţelege acea categorie de tuburi electronice în care procesele de amplificare, generare şi detecţie sînt realizate prin intermediul comenzii electrostatice a curentului anodic, de către tensiunile aplicate pe electrozi.

Funcţionarea tuburilor electronice în domeniul microundelor prezintă cîteva trăsături specifice (se presupune că cititorul este familiarizat cu principiile generale de construcţie şi funcţionare ale componentelor pasive de circuit utilizate în microunde cum ar fi linii de transmisie, ghiduri de undă, cavităţi rezonante).

Prima trăsătură importantă, care se referă atît la tuburile electronice electrostatice cît şi în general la electronica microundelor, constă în faptul că timpul de tranzit al electronilor între electrozii tubului este comparabil cu perioada oscilaţiilor. În tuburile convenţionale timpul de tranzit este $\tau_{tr} = 10^{-10} - 10^{-8}$ s, prin urmare frecvenţele pentru care $T \simeq \tau_{tr}$ sînt cuprinse în gama $f_0 = 10^8 - 10^{10}$ Hz. Pentru frecvenţele $f \gtrsim f_0$ tubul electronic încetează să mai fie un „releu neinerţial"; efectul de inerţie a electronilor perturbă puternic funcţionarea acestor tuburi.

A doua trăsătură constă în faptul că valorile inductanţelor şi capacităţilor din sistemele oscilante cu parametrii concentraţi au valori foarte mici; astfel inductanţele şi capacităţile parazite ale electrozilor sînt comparabile cu elementele circuitului extern. Orice creştere a frecvenţei de funcţionare necesită reducerea capacităţilor şi inductanţelor parazite.

A treia particularitate constă în faptul că lungimea de undă devine comparabilă cu dimensiunile geometrice ale circuitului extern; apare necesitatea ca sistemele oscilante externe să fie cu parametrii distribuiţi.

Una din posibilităţile de depăşire a dificultăţilor enumerate constă în micşorarea dimensiunilor geometrice ale tuburilor electronice clasice, paralel cu utilizarea unor izolatori de foarte bună calitate; prin aceasta se micşorează timpul de tranzit, capacităţile şi inductanţele parazite. Însă odată cu micşorarea dimensiunilor geometrice scad puterea disipată şi cea utilă. A doua direcţie constă în înglobarea tubului într-o cavitate rezonantă, rezultînd un dispozitiv complex în care este greu de separat partea de tub electronic de cea de sistem oscilant.

A. *Trioda cu grilă pozitivă*

H. Barkhausen a observat (1919) că o triodă clasică poate oscila pe lungimi de undă foarte mici pentru acel timp ($\lambda \simeq 10$ cm), dacă grila este conectată la o tensiune pozitivă în raport cu catodul şi anodul. Pentru explicarea procesului de oscilaţie, Barkhausen şi Kurtz (1920) au propus mecanismul ilustrat în figura 1.2, a; electronii din sarcina spaţială catodică sînt accelerati spre grilă, apoi sînt frînaţi în spaţiul grilă-anod şi se întroc spre grilă; trecînd din nou prin planul grilei, electronii consideraţi sînt frînaţi în spaţiul grilă-catod, se întorc spre grilă etc., efectuînd oscilaţii în jurul grilei pînă cad pe ea. Perioada oscilaţiilor depinde de distanţele dintre electrozi şi de tensiunile aplicate şi nu este influenţată de către circuitul extern. Însă ceva mai tîrziu (1922) E. Gill şi J. Morell au arătat că din contra, oscilaţiile obţinute în trioda cu grilă pozitivă depind în principal de parametrii circuitului extern şi sînt slab influenţate de către timpul de tranzit al electronilor.

Ulterior s-a stabilit că oscilaţiile Barkhausen-Kurtz şi Gill-Morell au la bază acelaşi principiu fizic, anume perturbarea uniformităţii fluxului de electroni. Fenomenele periodice pot fi întreţinute şi trioda poate furniza energie de r.f. circuitului extern numai dacă fluxul de electroni devine neuniform, adică are loc un proces de grupare; prezenţa neuniformităţilor în fluxul de electroni este absolut necesară pentru transformarea unei părţi a energiei consumate de la sursa de alimentare în energie de înaltă frecvenţă.

Electronii emişi la diferite intervale sînt supuşi pe durata mişcării la acţiuni diferite din partea tensiunilor alternative de pe electrozi. Pentru a explica acest fenomen trebuie presupusă existenţa unui circuit oscilant care determină o anumită frecvenţă de oscilaţie. În

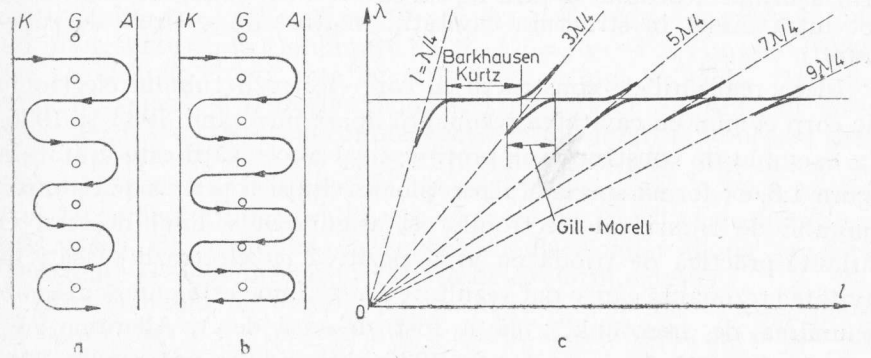


Figura 1.2. Mecanismul oscilaţiilor din trioda cu grilă pozitivă:
a — oscilaţii de tip Barkhausen-Kurtz; b — oscilaţii de tip Gill-Morell; c — variaţia frecvenţei în funcţie de lungimea liniei Lecher.

aceste condiții are loc un fenomen de „sortare" sau grupare de fază a electronilor. Traiectoriile electronilor sînt reprezentate schematic în figura 1.2, b ; frecvența mișcării oscilatorii are tendința de a crește în raport cu frecvența determinată numai de tensiunea continuă. Frecvența oscilațiilor care se stabilesc în final este determinată de frecvența de oscilație proprie a electronilor în jurul grilei și depinde totodată de acordul circuitului oscilant. În acest sens sînt interesante rezultatele experimentale obținute de Gill și Morell (fig. 1.2, c). Circuitul oscilant este constituit dintr-o linie Lecher scurtcircuitată la capăt. Impedanța liniei prezintă maxime pentru lungimi $l = (2n + 1)\,\lambda/4$; în apropierea acestor valori trioda generează pe o frecvență apropiată de cea a circuitului oscilant echivalent, care este mai ridicată decît frecvența Barkhausen (determinată de către tensiunile continue). Pentru valori intermediare ale lui l, influența impedanței liniei asupra frecvenței oscilațiilor devine neglijabilă, astfel frecvența este determinată în principal de către tensiunile continue. Domeniile de existență a oscilațiilor sînt marcate în figura 1.2, c prin curbe îngroșate ; se observă că prin variația lungimii l are loc trecerea de la oscilațiile Barkhausen-Kurtz la cele Gill-Morell și viceversa.

Deși în etapa actuală triodele cu grilă pozitivă nu mai prezintă interes practic datorită puterilor foarte mici pe care le pot furniza, ele au jucat un rol important în perioada 1930—1940 ; este suficient să amintim că aceste triode au echipat prima instalație radar care a funcționat la frecvențe $f \simeq 30$ GHz (1937). Pentru creșterea frecvenței de oscilație și obținerea de puteri și randamente rezonabile au fost realizate o serie de îmbunătățiri constructive. Cea mai importantă a constat în înlocuirea circuitelor oscilante cu parametri concetrați prin cavități rezonante-sisteme cu parametri distribuiți. Cavitățile rezonante se disting prin impedanță de rezonanță și factor de calitate foarte mari, prin ușurința acordului și prin faptul că electrozii tuburilor electronice pot intra direct în structura cavității, înlăturîndu-se firele de conexiuni.

Ideea realizării de construcții în care electrozii tubului electronic fac corp comun cu cavitatea rezonantă apare între anii 1933 și 1936. Un exemplu de construcție cu profil special al cavității este arătat în figura 1.3, a ; forma specială a pereților cavității a permis micșorarea timpului de tranzit al electronilor și asigurarea vidului necesar. O variantă practică de triodă cu grilă pozitivă cu electrozii plasați în cavitatea rezonantă care a dat rezultate foarte bune este cunoscută sub denumirea de „resotank" ; ea a fost descrisă de A. Allerding, W. Dallenbach și W. Kleinsteuber în 1938, obținîndu-se puterea de 2 W ($\eta \simeq 7\%$) la frecvența $f = 2$ GHz. O altă îmbunătățire importantă constă în separarea spațiului de interacțiune a electronilor cu cîmpul

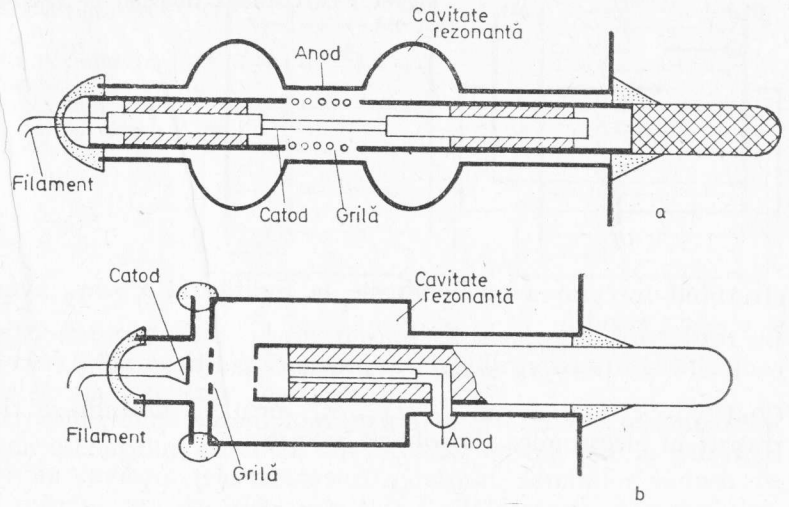


Figura 1.3. Variante de triode cu grila pozitivă avînd sistemul oscilant format în cavități rezonante.

de înaltă frecvență de spațiul de interacțiune cu tensiunile continue. Se obține construcția din figura 1.3, b, propusă de J. Pintsch în 1935 ; construcția este asemănătoare cu clistronul reflex, care a fost propus mai tîrziu în urma unor cercetări independente.

B. *Dioda ca generator*

Posibilitatea de utilizare a diodei cu vid ca generator la frecvențe foarte înalte este indicată de W. Benham în 1928 ; rezultatele cele mai interesante au fost anunțate de F. Llewellyn și A. Bowen (1930) care au obținut cîteva sute de mW la frecvența de 3GHz. Deși din punct de vedere al performanțelor acest generator este inferior altor tipuri (cu dispozitive semiconductoare, de exemplu) studiul său prezintă interes atît datorită simplității schemei cît și prin faptul că rezultatele pot fi extinse și în alte domenii. Funcționarea diodei ca generator în domeniul microundelor se bazează pe faptul că pentru anumite valori ale unghiului de tranzit al electronilor dioda prezintă o rezistență echivalentă negativă față de circuitul exterior.

Timp și unghi de tranzit. Se consideră o diodă cu electrozi plani și paraleli (fig. 1.4). În prezența tensiunii U_A ecuația de mișcare a electronilor este

$$\frac{m\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = q\,U_A/d\,; \qquad (1.1)$$

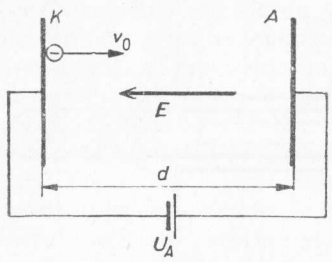


Figura 1.4. Ilustrarea timpului de tranzit în dioda cu vid.

efectuînd integrarea cu condiţiile la limită: la $x = x_0$ avem $t = t_0$ şi $v = v_0$, rezultă

$$x = x_0 + v_0(t - t_0) + (qU_A/md)(t - t_0)^2/2. \tag{1.2}$$

Cînd $x - x_0 = d$ avem $t - t_0 = \tau_{tr}$, prin τ_{tr} notîndu-se timpul de tranzit al electronilor; se obţine relaţia

$$\frac{qU_A}{md}\frac{\tau_{tr}^2}{2} + v_0\tau_{tr} = d, \tag{1.3}$$

care poate fi particularizată pentru diferite situaţii. Dacă $v_0 = 0$, rezultă $\tau_{tr} = d(2m/qU_A)^{1/2}$, situaţie ce corespunde diodei cu catod cald în regim de saturaţie; în regim de sarcină spaţială limitată are loc o anumită reducere a cîmpului în apropierea catodului, astfel timpul de tranzit are valori mai mari, aproximativ de 1,5 ori, faţă de cazul saturaţiei. Un alt caz interesant, întîlnit în dispozitivele specializate pentru microunde, este acela care pentru spaţiul considerat presupune $E = U_A/d = 0$ şi v_0 de valori suficient de mari; în acest caz avem $\tau_{tr} = d/v_0$.

Efectul de inerţie a electronilor poate fi descris mai complet dacă în loc de valoarea absolută a timpului de tranzit se ia o mărime relativă care este unghiul de tranzit definit prin relaţia

$$\theta_{tr} = 2\pi\tau_{tr}/T = \omega\tau_{tr} \tag{1.4}$$

şi se exprimă în radiani. Unghiul de tranzit poate fi exprimat şi în grade, $\theta_{tr} = 360°\tau_{tr}/T$, reprezentînd variaţia fazei tensiunii de înaltă frecvenţă pe durata timpului de tranzit.

Curentul de inducţie electrostatică. Legătura dintre mişcarea electronilor în interiorul tubului şi curentul care parcurge circuitul extern constituie o problemă esenţială a electronicii microundelor. La frecvenţe joase curentul instantaneu din circuitul extern tubului este identificat cu *curentul de convecţie* (datorat captării electronilor de către electrodul considerat). Dacă se neglijează curentul capacitiv (care este independent de mişcarea electronilor liberi) atunci curentul

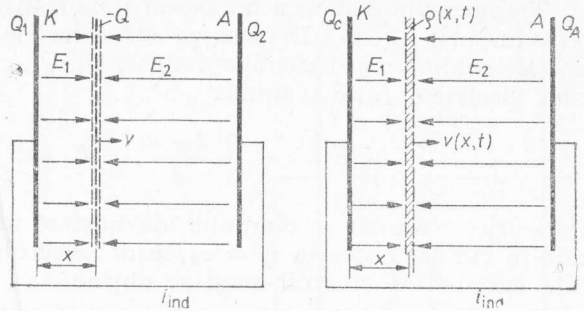


Figura 1.5. Apariţia curentului de inducţie electrostatică:
a — apariţia sarcinilor induse pe electrozi;
b — deplasarea unui strat de electroni avînd densitatea $\rho(x, t)$.

din circuitul extern trebuie să fie zero dacă electrodul considerat nu captează electroni; acest raţionament este confirmat la frecvenţe joase şi infirmat la frecvenţe foarte înalte.

În microunde, unde timpul de tranzit al electronilor este comparabil cu perioada oscilaţiilor, curentul din circuitul extern este în principal un *curent de inducţie* (electrostatică), datorat sarcinilor induse pe electrozii tubului de către electronii care se deplasează în spaţiul dintre electrozi. Pentru precizarea noţiunilor ne referim la o diodă cu electrozi plani şi paraleli (fig. 1.5,a). Considerăm stratul de sarcină $-Q$, care, deplasîndu-se cu viteza v de la catod spre anod, induce pe electrozi sarcinile Q_1 şi Q_2; conform legii conservării sarcinii avem

$$-Q + Q_1 + Q_2 = 0. \tag{1.5}$$

Avînd în vedere că tensiunea dintre electrozi este egală cu zero, rezultă relaţia

$$xE_1 - (d - x)E_2 = 0; \tag{1.6}$$

între sarcinile de suprafaţă, Q_1, Q_2, şi cîmpurile electrice, E_1, E_2, există dependenţele (teorema lui Gauss) $E_1 = Q_1/(\varepsilon_0 S)$, $E_2 = Q_2/(\varepsilon_0 S)$ unde ε_0 este permitivitatea dielectrică a vidului, iar S este aria electrozilor. Din ultimele relaţii rezultă

$$Q_1 = (1 - x/d)Q, \quad Q_2 = (x/d)Q, \tag{1.7}$$

adică sarcinile induse pe electrozi sînt funcţie de distanţa dintre stratul considerat şi electrozi (d şi Q sînt fixate prin construcţie). Pe măsură ce stratul de electroni se deplasează are loc modificarea distribuţiei sarcinilor induse; drept rezultat are loc un transfer de sarcină de pe un electrod pe altul prin circuitul extern. Astfel prezenţa unei sarcini mobile în spaţiul dintre electrozi dă naştere unui curent în circuitul extern, numit curent de inducţie electrostatică,

$$i_{ind} = -\frac{dQ_1}{dt} = \frac{dQ_2}{dt} = \frac{Q}{d}\frac{dx}{dt} = \frac{Q}{d}v; \tag{1.8}$$

ultima relaţie reprezintă o formă simplificată a ecuaţiei Ramo.

Trebuie subliniat încă un aspect important referitor la trecerea curentului prin diodă. Deplasarea stratului de electroni este însoțită atît de schimbarea sarcinilor induse, Q_1, Q_2, cît și de variația cîmpurilor electrice, E_1, E_2, anume

$$E_1 = -\frac{Q}{S}\,\frac{d-x}{d}, \qquad E_2 = \frac{Q}{S}\,\frac{x}{d}. \tag{1.9}$$

Dar orice variație a cîmpului dă naștere unui curent de deplasare care în vid are expresia $i_d = \varepsilon_0\, dE/dt$; efectuînd calculele pentru spațiile catod-strat și strat-anod se obține

$$i_d = \varepsilon_0 \frac{dE_1}{dt} = \varepsilon_0 \frac{dE_2}{dt} = \frac{Q}{d}\,\frac{dx}{dt} = \frac{Q}{d}\,v. \tag{1.10}$$

Comparînd ultima relație cu (1.8) rezultă că în spațiile lipsite de sarcini circulă un curent de deplasare care este numeric egal cu curentul indus în circuitul extern.

În funcționarea reală a diodei, în spațiul catod-anod există un flux de electroni a cărui densitate este funcție de coordonate și timp. În aceste condiții pentru analiză trebuie considerat un strat de electroni de densitate $\rho(x, t)$ care se deplasează cu viteza $v(x, t)$ (fig. 1.5, b) ; avînd în vedere că în spațiul respectiv există o multitudine de astfel de structuri curentul indus în circuitul extern este

$$i_{ind}(t) = \int_0^d \frac{\rho(x,\ t)\ v(x,\ t)\ \mathrm{d}t}{d} = \frac{1}{d}\int_0^d i_{conv}(x, t)\,\mathrm{d}x, \tag{1.11}$$

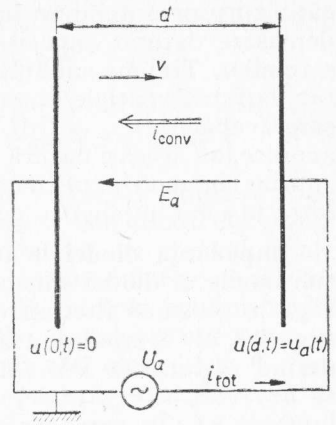
unde $i_{conv}(x, t) = \rho(x, t)v(x, t)$ reprezintă curentul de convecție datorat transportului de sarcini. La frecvențe joase curentul de convecție are aceeași valoare în orice secțiune din spațiul catod-anod, astfel $i_{ind}(t) = i_{conv}(t)$; la frecvențe înalte are loc o stratificare a electronilor, i_{conv} este funcție de coordonate, iar curentul de inducție este dat de expresia (1.11).

Curentul total. Dacă între anod și catod se aplică o tensiune alternativă, U_a (fig. 1.6), cîmpul creat și sarcinile de pe electrozi sînt variabile în timp. Curentul total în spațiul dintre electrozi are o componentă de convecție datorată deplasării electronilor și o componentă de deplasare datorată variației în timp a tensiunii anodice. Prima ecuație a lui Maxwell (care generalizează legea curentului total) pentru vid are expresia

$$\mathrm{rot}\ \vec{H} = \vec{i}_{tot} = \vec{i}_{conv} + \varepsilon_0\, \partial\vec{E}/\partial t\ ; \tag{1.12}$$

ținînd cont de relația cunoscută în analiza matematică $\mathrm{div}\cdot\mathrm{rot}\ \vec{H} = 0$

Figura 1.6. Formarea curentului total.



se obține (în cazul figurii 1.6 i_{conv} și E au componente numai după direcția x)

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[i_{conv}\ (x, t) + \varepsilon_0 S\,\frac{\partial E(x, t)}{\partial t}\right] = 0, \tag{1.13}$$

deci curentul total are aceeași valoare în orice secțiune a spațiului catod-anod și este o funcție de timp

$$i_{tot}(t) = i_{conv}(x, t) + \varepsilon_0 S\ \partial E(x, t)/\partial t. \tag{1.14}$$

Pentru a stabili o legătură între curentul dintre electrozi și curentul din circuitul extern se calculează valoarea medie a curentului total pentru un moment $t = \mathrm{const}$

$$\frac{1}{d}\int_0^d i_{tot}(t)\mathrm{d}x = \frac{1}{d}\int_0^d i_{conv}(x, t)\mathrm{d}x + \frac{\varepsilon_0 S}{d}\int_0^d \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}\,\mathrm{d}x, \tag{1.15}$$

de unde rezultă

$$i_{tot}(t) = \frac{1}{d}\int_0^d i_{conv}(x, t)\ \mathrm{d}x + \frac{\varepsilon_0 S}{d}\ \frac{dU_a(t)}{dt}. \tag{1.16}$$

Ținînd cont de relația (1.11) și de faptul că $\varepsilon_0 S/d$ are dimensiunile unei capacități electrice, avem

$$i_{tot}(t) = i_{ind}(t) + C\mathrm{d}U_a/\mathrm{d}t, \tag{1,17}$$

unde C este capacitatea anod-catod „la rece". Din ultima relație reiese că la formarea curentului din curentul extern al oricărui tub electronic concură doi factori : 1) curentul de inducție electrostatică datorat miș-

cării tuturor sarcinilor în spațiul dintre electrozi și 2) curentul de deplasare datorat capacității „la rece" care nu depinde de prezența sarcinilor. Trebuie subliniat că deși curentul de deplasare (1.10) datorat variației spațiale a curentului de convecție și curentul de deplasare (capacitiv) $i_d = C\mathrm{d}U_a/\mathrm{d}t$ datorat variației în timp a tensiunii anodice, au aceeași natură fizică, în expresia curentului total (1.17) este cuprins în mod explicit numai cel de al doilea; curentul $i_d = Qv/d$ intră în mod implicit în curentul de inducție electrostatică.

Impedanța diodei la frecvențe înalte. Presupunem că în circuitul anodic al diodei sînt conectate o tensiune continuă de alimentare U_0 și o tensiune alternativă de frecvență foarte înaltă, $u_a = U_a \sin \omega t$ (fig. 1.7, a). Timpul de tranzit este funcție de ambele tensiuni; considerînd regimul de semnal mic $U_a/U_0 \ll 1$ se poate scrie $\tau_{tr} = \tau_0 + \delta\tau_{tr}$ ($\delta\tau_{tr} \ll \tau_0$), unde τ_0 este timpul de tranzit în absența semnalului de r.f. În urma analizei de semnal mic impedanța echivalentă totală a diodei poate fi pusă sub forma

$$Z_e = R_e + jX_e, \tag{1.18}$$

unde $R_e(\theta_{tr})$, $X_e(\theta_{tr})$ sînt funcție de frecvență și timpul de tranzit; reprezentarea grafică a valorilor normate R_e/R_i și X_e/R_i este arătată în figura 1.7, b, unde R_i este rezistența diferențială a diodei la frecvențe joase. Expresiile analitice ale mărimilor R_e, X_e sînt $R_e = R_i F_1(\theta_{tr})$, $X_e = -R_i F_2(\theta_{tr})$, unde funcțiile $F_1(\theta_{tr})$, $F_2(\theta_{tr})$ sînt de forma [14]

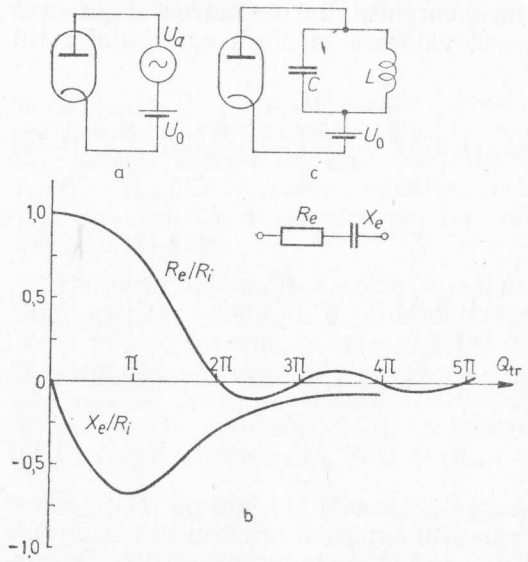


Figura 1.7. Impedanța diodei la frecvențe înalte:
a — conectarea tensiunilor U_0 și u_a; b — variația mărimilor normate R_e/R_i și X_e/X_i în funcție de unghiul de tranzit; c — generator de microunde cu diodă.

$$\left.\begin{aligned} F_1(\theta_{tr}) &= (12/\theta_{tr}^4)\,[2(1-\cos\theta_{tr}) - \theta_{tr}\sin\theta_{tr}\,], \\ F_2(\theta_{tr}) &= (12/\theta_{tr}^4)\,[\theta_{tr}(1+\cos\theta_{tr}) - 2\sin\theta_{tr} + \theta_{tr}^3/6] \end{aligned}\right\} \tag{1.19}$$

Atrage atenția faptul că pentru anumite valori ale unghiului de tranzit rezistența diodei devine negativă; în acest caz fluxul electronic cedează energie de r.f. circuitului extern. Pentru aceste valori ale unghiului de tranzit dioda cu fascicul electronic nemodulat poate fi folosită ca amplificator sau generator. Într-adevăr, dacă în anodul diodei se conectează un circuit oscilant (fig. 1.7, c) acordat pe frecvența ω, iar dimensiunile diodei și tensiunea U_0 sînt astfel alese încît θ_{tr} are valori cuprinse între $2\pi - 3\pi$, $4\pi - 5\pi$ etc., schema funcționează ca generator în domeniul microundelor.

Există mai multe realizări experimentale în care dioda generatoare constituie parte integrantă a unei cavități rezonante (fig. 1.8,a). Frecvența de rezonanță a cavității și timpul de tranzit (tensiunea U_0 și distanța catod-anod) se aleg astfel încît θ_{tr} ia valoarea optimă $\theta_{tr} = 5\pi/2$; punînd $\omega d/v_0 = 5\pi/2$ rezultă relația interesantă $\lambda^2 U_0 = K_1 d^2 = \text{const}$ ($K_1 = 0{,}32\, mc^2/q$, c fiind viteza luminii). O altă construcție interesantă, denumită *monotron*, este arătată în figura 1.8, b. Fluxul de electroni nemodulat traversează cavitatea rezonantă și induce oscilații de r.f. care sînt transmise sarcinii prin intermediul unei bucle de cuplaj.

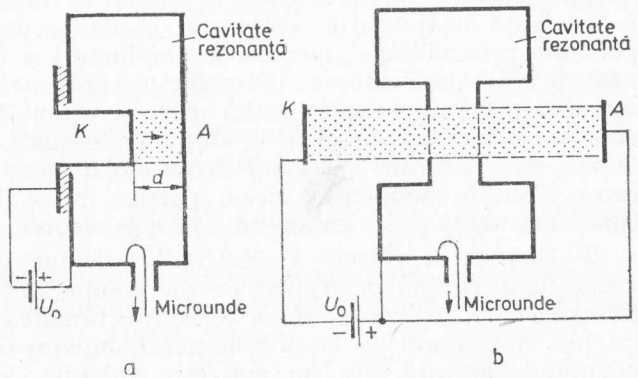


Figura 1.8. Generatori de microunde cu diode cu vid:
a — dioda constituie parte integrantă a cavității rezonante; b — construcție de tip „monotron".

C. *Triode și tetrode de microunde*

Utilizarea tuburilor electrostatice cu grila de comandă polarizată negativ față de catod și anod (triode, tetrode, pentode) pentru amplificare și generare la frecvențe joase și medii se caracterizează prin ușurință de manipulare și eficiență ridicată; comanda electrostatică a curentului se efectuează cu pierderi minime de energie. Datorită acestor avantaje au fost depuse eforturi continue de a extinde utilizarea tuburilor electrostatice în domeniul microundelor. S-a constatat însă o deteriorare importantă a performanțelor (coeficientul de amplificare, putere de ieșire) odată cu creșterea frecvenței. Factorii care limitează frecvența de funcționare pot fi împărțiți în două categorii: proprietățile sistemului oscilant și inerția electronilor.

1) În cazul circuitelor oscilante cu parametri concentrați (*deschise*) trebuie avut în vedere că valorile L și C devin comparabile cu inductanțele și capacitățile parazite ale electrozilor tubului. Chiar cu terminalele externe scurtcircuitate tubul formează un sistem oscilant cu lungimea de undă proprie, λ_0, situată de regulă în banda undelor decimetrice; este extrem de dificil de a realiza regimuri normale de amplificare și generare pe lungimi de undă mai mici decît λ_0. Micșorarea capacității parazite se realizează prin micșorarea dimensiunilor globale și a porțiunilor inoperante ale electrozilor, precum și dispunerea terminalelor pe diferite părți ale tubului; pentru micșorarea inductanțelor parazite, teminalele se realizează sub formă de bare scurte și groase sau conectarea în paralel a mai multor fire. Astfel au apărut primele tuburi de tipul *ghindă*; desigur prin micșorarea dimensiunilor electrozilor scade puterea utilă (cele mai bune rezultate, 1W la 1,7 GHz, au fost raportate de A. Samuel în 1937 [3]).

Micșorarea lungimii de undă în special la tuburile de putere scoate în evidență neajunsurile sistemelor oscilante deschise; pierderi importante prin radiație, pierderi în conductori și dielectrici, rigiditate mecanică nesatisfăcătoare; toate acestea provoacă scăderea factorului de calitate și a impedanței, astfel apare nerațională utilizarea tuburilor cu sisteme oscilante deschise la lungimile de undă mai mici de 30 cm. O cale de înlăturare a acestor deficiențe a fost introducerea tubului într-o cavitate rezonantă; ideea aparține lui N. Devyatkov și colab. care au reușit să ridice cu un ordin de mărime frecvența de funcționare.

2) Efectul de inerție a electronilor devine supărător în special atunci cînd timpul de tranzit devine comparabil cu perioada oscilațiilor. Dacă la frecvențe relativ joase funcționarea și parametrii tubului pot fi evaluați pe baza ecuației Langmuir-Child (legea 3/2), în microunde această lege nu mai este valabilă; curenții de inducție electrostatică din circuitul extern pot diferi esențial de curenții de convecție din tub. Unghiul de tranzit afectează funcționarea tubului pe două căi: 1) la unghiuri de tranzit relativ mari ($\theta_{tr} > 0{,}1\pi$) sînt

puternic perturbate relațiile de fază dintre tensiunile pe electrozi și curenții prin tub; 2) apariția unei conductanțe de intrare care are drept urmare un consum important de energie pe circuitul de intrare.

Calculul exact al timpilor (și unghiurilor) de tranzit în triode și pentode constituie o problemă mai complicată decît în cazul diodei idealizate. În primul rînd, între electrozi, pe lîngă componentele continue, sînt prezente și componente de înaltă frecvență; dacă în condiții de semnal mic (preamplificatori) componentele de r.f. pot fi neglijate, la semnale mari (amplificatori de putere și generatori) componentele de r.f. sînt comparabile cu cele continue și calculele sînt extrem de laborioase. În al doilea rînd, în spațiul catod-grilă este prezentă o sarcină spațială importantă, astfel procesele și calculele devin tot mai complicate.

Neglijînd viteza termică a electronilor și considerînd regimul de sarcină spațială limitată pentru spațiul catod-grilă, G_1, la semnale mici se poate scrie

$$\tau_{cg1} = 1{,}5 d_1 (2m/qV_{ech})^{1/2},\ \theta_{cg1} = 1{,}5\,\omega d_1\,(2m/qV_{ech})^{1/2}, \qquad (1.20)$$

unde d_1 este distanța catod-grila G_1, $V_{ech} \simeq V_{G1} + DV_A$ reprezintă tensiunea echivalentă la nivelul grilei G_1, iar D este factorul de pătrundere al acestei grile. În spațiul grila G_1-anod se neglijează sarcina spațială și tensiunea de polarizare a grilei G_1; se obține

$$\tau_{g1a} = d_2(2m/qV_A)^{1/2},\ \theta_{g1a} = \omega d_2(2m/qV_A)^{1/2}; \qquad (1.21)$$

micșorarea unghiurilor de tranzit se poate realiza prin creșterea tensiunilor continue și micșorarea distanțelor d_1 și d_2 (în general $\theta_{cg1} > \theta_{g1a}$). Se poate arăta că θ_{cg1} poate fi micșorat prin utilizarea unor catozi de mare eficiență; în regim de sarcină spațială limitată legea Langmuir-Child are forma

$$I_A = I_k = g_T V_{ech}^{3/2}, \qquad (1.22)$$

unde $g_T = 4\varepsilon_0(2q/m)^{1/2}/9d_1^2$, este perveanța triodei. Introducînd în (1.20) valoarea lui V_{ech} din (1.22) rezultă

$$\theta_{cg1} = 1{,}5\omega d_1(g_T^{2/3} m/qI_k^{2/3})^{1/2}. \qquad (1.23)$$

Experimental s-a constatat că pentru majoritatea triodelor coeficientul de amplificare devine subunitar la unghiuri de tranzit totale $\theta_{tr} = \theta_{cg1} + \theta_{g1a} \simeq 3\pi/2$; din această condiție se poate deduce o frecvență limită.

Cît privește conductanța de intrare este demonstrat [14,15] că ea are două componente: prima este determinată de unghiul de tranzit, a doua de inductanțele și capacitățile parazite ale electrozilor, dintre

care cele mai semnificative sînt inductanţa catodului, L_c, şi capacitatea C_{cg1}; într-o primă aproximaţie avem

$$G_{in\tau} = pg_m\theta^2_{cg1} = pg_m\omega^2\tau^2_{cg1}, \qquad (1.24)$$
$$G_{inL} = \omega^2 g_m L_c C^2_{cg1},$$

unde: p este un coeficient numeric care depinde de distanţele dintre electrozi şi tensiunile aplicate; g_m este transconductanţa de joasă frecvenţă; se observă că ambele componente depind pătratic de frecvenţă.

Variante constructive. Construcţiile actuale de tuburi cu acţiune electrostatică urmăresc creşterea frecvenţei de funcţionare în principal pe următoarele căi: a) micşorarea elementelor parazite, L şi C, ale electrozilor prin utilizarea de construcţii speciale, discuri sau cilindri metalici şi a cavităţilor rezonante; b) micşorarea pierderilor dielectrice prin utilizarea unor materiale izolatoare de foarte bună calitate (sticle speciale, cuarţ, ceramică, teflon); c) diminuarea timpului de tranzit prin micşorarea distanţelor $K - G_1$ şi $G_1 - A$.

1) Trioda *far*. Una din primele construcţii speciale care a dat rezultate satisfăcătoare este trioda far (fig. 1.9, a) care are electrozii sub formă de discuri metalice şi poate fi uşor încorporată într-o cavitate rezonantă. Catodul este cu încălzire indirectă avînd porţiunea emisivă situată în partea superioară; grila G_1 are o structură plană şi este bine fixată din punct de vedere mecanic, astfel încît eventuala încălzire datorită catodului să nu producă deformări care să pericliteze parametrii triodei; anodul este realizat sub formă de disc sau cilindru metalic. Construcţia descrisă permite să se micşoreze foarte mult distanţele dintre electrozi în special catod-grila G_1, prin aceasta reducîndu-se substanţial timpul de tranzit. Trebuie observat că în general terminalele de înaltă

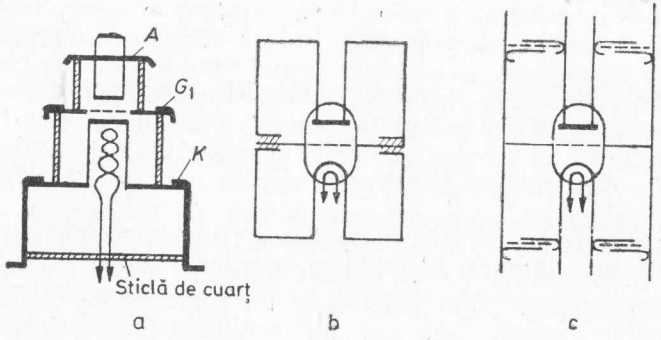


Figura 1.9. Trioda „far":
a — schiţă constructivă; b, c — variante de conectare a cavităţilor rezonante de acord în cazul regimului de amplificare.

frecvenţă sînt separate de cele de alimentare cu tensiuni continue; pentru aceasta sînt prevăzuţi capacitori şi şocuri de blocare. La triodele far de regulă se utilizează două cavităţi rezonante (fig. 1.9, b), cavitatea de intrare grila G_1-catod şi cavitatea de ieşire anod-grila G_1. Spaţiul de interacţiune dintre cele două cavităţi este constituit de către fanta grilei G_1.

Dacă trioda far funcţionează în regim de amplificare, semnalul de intrare se introduce în cavitatea grila G_1-catod prin intermediul buclei de cuplaj b_1, iar energia se extrage din cavitatea de ieşire prin intermediul buclei b_2. Adesea este necesară acordarea cavităţilor într-o bandă de frecvenţă relativ largă; pentru aceasta se utilizează pistoane mobile de construcţie specială, schematic arătate în figura 1.9, c. În acest caz capacitorii de separare a componentelor continue sînt incluşi în construcţia pistoanelor; capacităţile respective au valori de ordinul sutelor de picofarazi şi sînt realizaţi cu foiţe de mică sau filme de teflon.

În cazul oscilatorilor trebuie prevăzute circuite de reacţie între cele două cavităţi. Cîteva modalităţi de realizare practică sînt arătate în figura 1.10, şi anume, cuplaj prin bucle (a), prin fante (b), prin sonde (c).

Problema punerii la masă a unui amplificator sau generator de microunde realizat cu cavităţi rezonante trebuie analizată numai din punct de vedere al securităţii sau al unor restricţii care derivă din construcţia surselor de alimentare şi a sistemelor de modulaţie. Conectarea la masă a oricărui electrod al tubului nu afectează sub nici o formă performanţele de radiofrecvenţă, deoarece cîmpul de r.f. este confinat în interiorul cavităţilor rezonante.

Variantele actuale de triode far, avînd terminalele realizate sub formă de discuri metalice sudate ermetic cu balonul de sticlă, derivă din prototipul descris de către D. McArthur în 1945 [3]. Tuburile far funcţionează satisfăcător pînă la lungimi de undă ce nu depăşesc $\lambda = 5$ cm ($f = 6$ GHz).

2) Trioda de tip *creion* constituie un tub de mică putere pentru microunde, asemănătoare ca principiu de funcţionare cu trioda far,

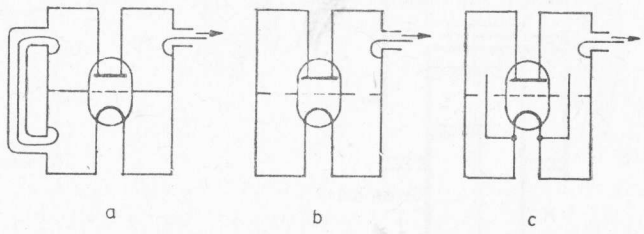


Figura 1.10. Metode de cuplaj a cavităţilor în cazul generatorilor de microunde cu triode far:
a — prin bucle de cuplaj; b — prin fante; c — prin fante cu sonde.

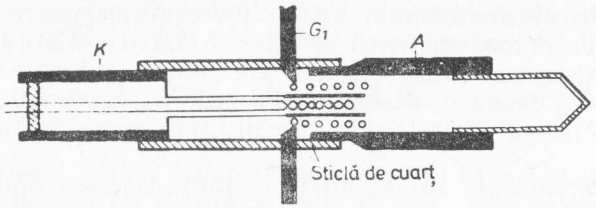


Figura 1.11. Construcția triodei „creion".

însă diferă constructiv prin aceea că electrozii sînt de formă cilindrică (fig. 1.11). Terminalele anodului și catodului sînt realizate sub formă de cilindri metalici ermetic sudați cu sticla, iar terminalul grilei G_1 este realizat sub formă de disc metalic; de o parte și de alta a acestui disc se conectează cavitățile rezonante de intrare, respectiv ieșire. Forma cilindrică a electrozilor mărește suprafața operantă, în schimb cresc capacitățile parazite, iar diminuarea distanțelor interelectrozi devine o problemă mai dificilă.

3) Triodele *metalo-ceramice*, cu terminalele realizate sub formă de discuri metalice (uneori cilindri), prezintă performanțe superioare față de tuburile far și creion. Construcția simplificată este arătată în figura 1.12. Catodul este construit dintr-un cilindru metalic (Ni, Wo) acoperit cu un strat activat cu oxizi de bariu; grila este realizată sub forma unei rețele dese din fire de wolfram de grosime foarte mică, $d = 6 - 8$ μm. Electrozii au o structură plană și sînt rigid fixați. Trăsătura distinctă a acestei triode este faptul că distanța catod-grila G_1 este foarte mică, de ordinul a 10—15 μm. Există exemplare

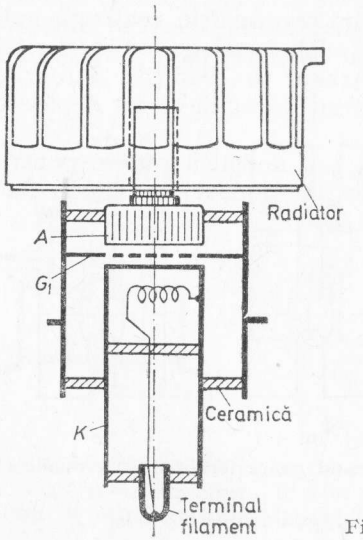


Figura 1.12. Construcția triodei metalo-ceramice.

de triode metalo-ceramice la care panta depășește 50 mA/V și pot funcționa satisfăcător pînă la lungimi de undă de $\lambda = 2 - 3$ cm. Incinta vidată este realizată dintr-o ceramică specială cu pierderi foarte mici în microunde; discurile metalice (terminalele) sînt ermetic sudate cu ceramica. În ansamblu trioda are o construcție rigidă, iar încălzirea electrozilor nu afectează vidul din balon; în plus anodul este prevăzut cu un radiator demontabil din Cu. Toate acestea permit să se obțină puteri mult mai mari decît de la triodele far sau creion. Puteri utile de cîțiva wați sînt obișnuite în domeniul $\lambda = 6 - 10$ cm. De regulă toate terminalele sînt argintate, iar sistemul oscilant este constituit din cavități rezonante cilindrice sau tronsoane de ghiduri coaxiale. Au fost realizate și exemplare de triode metalo-ceramice care pot genera puteri foarte mari: sute de kW în regim sinusoidal permanent și pînă la cîțiva MW în regim de impulsuri; randamentul este de aproximativ 50% în banda de frecvențe $f = 0{,}4 - 0{,}6$ GHz.

4) Pentru generarea și amplificarea puterilor mai mari se utilizează tetrode *metalo-ceramice*. Prin introducerea grilei ecran se înlătură unele neajunsuri ale triodei, obținîndu-se randamente mai ridicate și o mai bună stabilitate a amplificatorilor, în special la lungimi de undă mici. Cavitatea de intrare este conectată între catod și grila G_1, iar cavitatea de ieșire între grila G_2 și anod (fig. 1.13, a); configurația astfel obținută este asemănătoare cu cea a unei triode în conexiune grilă comună. În spațiul dintre G_1 și G_2 nu este prezent cîmpul electric de r.f.; aceste grile se conectează prin capacitori sau tronsoane de linii de transmisie. Micșorarea capacității parazite de reacție dintre anod și cavitatea de intrare permite ca tetroda să poată fi utilizată în regim de amplificare fără pericol de autooscilație.

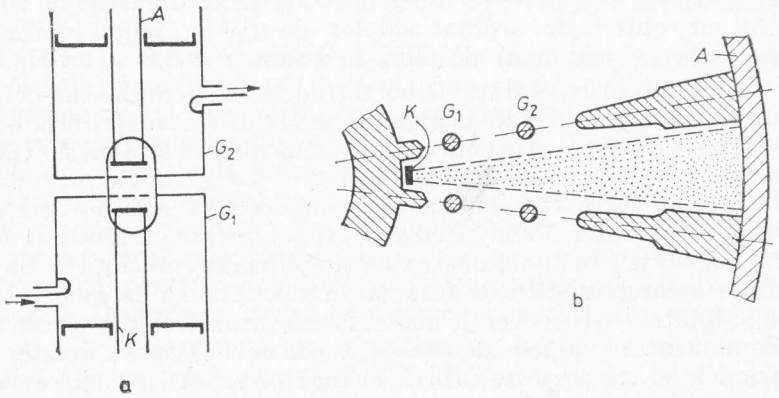


Figura 1.13. Tetroda metal-ceramică:
a — conectarea cavităților rezonante în regim de amplificare; b — secțiune constructivă a „resnatronului".

Procesele din spațiul catod-grila G_1 nu diferă mult față de triodă. Deosebiri importante apar în spațiul grila G_2-anod. Grupurile de electroni sînt puternic accelerate în spațiul $G_1 - G_2$, unde acționează un cîmp electric continuu foarte intens; drept urmare se constată două avantaje: 1) diminuarea unghiului de tranzit și 2) reducerea dispersiei de viteze a electronilor din cadrul unui grup. Ultima trăsătură este deosebit de importantă ținînd seama de faptul că de regulă tetrodele metalo-ceramice funcționează în clasa C și astfel electronii traversează spațiul $G_1 - G_2$ sub formă de grupuri. Cu cît grupurile sînt mai compacte, cu atît mai intensă este armonica I a curentului indus în circuitul de ieșire; prin aceasta se obține o creștere importantă a randamentului (se pot realiza $\eta = 75\%$) față de triode.

O variantă de tetrodă metalo-ceramică cu ajutorul căreia se pot obține puteri foarte mari este *„resnatronul"*. Acest tub a fost larg utilizat în timpul celui de al doilea război mondial și reprezintă o tetrodă cu fascicul dirijat, avînd cavitățile rezonante în interiorul balonului. Constructiv resnatronul este realizat din subansamble demontabile, fiind prezente sistemele de vidare continuă și de răcire cu apă. Electrozii au formă cilindrică. Catodul este format dintr-un anumit număr de fire de wolfram conectate în paralel, iar spirele grilelor G_1 și G_2 sînt situate una în dreptul celeilalte. Anodul este prevăzut cu un număr de proeminențe pentru a micșora intensitatea cîmpului de înaltă frecvență pe anod; în felul acesta electronii secundari emiși de anod interacționează slab cu acest cîmp și nu consumă energie de la el. Se poate considera că resnatronul este format din secțiuni; una dintre aceste secțiuni este reprezentată în figura 1.13, b. Pentru a realiza o bună focalizare a fasciculului electronic, în spatele catodului este fixat electrodul F. Cavitatea de intrare este formată din catod și grilă G_1, iar cea de ieșire din grila G_2 și anod. Cu astfel de tuburi s-au obținut puteri de ordinul sutelor de kW în regim permanent cu randamente mai mari de 60% în banda $f = 0{,}6 - 1$ GHz.

Desigur, în general triodele și tetrodele de microunde au performanțe inferioare în ce privește cîștigul și banda de frecvențe, față de dispozitivele speciale pentru microunde cum sînt clistroanele, tuburile cu undă progresivă și cu undă inversă etc. Totodată ele prezintă și unele avantaje dintre care enumerăm: nu necesită sisteme complicate de focalizare a fasciculului electronic; funcționează cu tensiuni de alimentare scăzute; în funcționarea ca amplificator prezintă o bună stabilitate a caracteristicii de fază, iar în funcționarea ca oscilator prezintă o stabilitate de frecvență mai ridicată, atunci cînd variază tensiunile de alimentare; prețu de cost este mai mic. Datorită acestor avantaje triodele și tetrodele se utilizează încă pe scară largă și se vor utiliza și în viitor concomitent cu alte dispozitive specializate. Evident este necesară o perfecționare continuă a tehnologiilor de fabricație în vederea ridicării cîștigului și a frecvențelor de funcționare.

I.2.2. Tuburi cu modulație de viteză și grupare de electroni

Considerații generale asupra dispozitivelor de microunde specializate. Este bine de subliniat că tuburile electrostatice, descrise în paragraful precedent, considerate ca elemente distincte (separate de sistemul oscilant), pot funcționa normal și la frecvențe joase. Din contra, la dispozitivele specializate pentru microunde banda lungimilor de undă este limitată atît superior cît și inferior. O altă caracteristică importantă a dispozitivelor specializate pentru microunde este valoarea ridicată a timpului de tranzit al electronilor; dacă la tuburile electrostatice timpul de tranzit constituie un factor limitant la tuburile specializate, timpul de tranzit constituie un factor util, care contribuie la creșterea eficienței procesului de grupare a electronilor și a interacțiunii fasciculului cu cîmpul de r.f.

Există o mare varietate de dispozitive specializate pentru microunde; ele pot diferi prin: modul de interacțiune a fasciculului electronic cu cîmpul de r.f., modul de formare a fasciculului și configurația sa geometrică, absența sau prezența cîmpului magnetic static transversal, sensul de conversie a energiei etc. Se desprind două criterii generale de clasificare.

a) Primul criteriu se referă la conversia de energie; în funcție de sensul de conversie distingem două categorii: 1) Dipozitive de amplificare și generare în microunde, care transformă energia de curent continuu (de la sursa alimentare) în energie de r.f; aici sînt incluse: clistronul de tranzit și cel reflex, tubul cu undă progresivă și cel cu undă inversă, magnetronul, platinotronul etc. 2) Dispozitive care transformă energia de r.f. în energie de curent continuu sau utilizează energia de r.f. pentru accelerarea particulelor; ca exemple aici pot fi amintite ciclotronul, sincrotronul, acceleratorul liniar, planotronul (magnetronul plan).

b) Al doilea criteriu se referă la absența sau prezența cîmpului magnetic static transversal pe fascicul, care poate modifica traiectoriile electronilor. Și aici se disting două categorii: 1) Dispozitive în care nu este prezent un astfel de cîmp, numite de *„tip O"*, a căror particularitate constă în faptul că traiectoriile electronilor (ale particulelor) au în general o formă rectilinie; aici sînt incluse: clistronul de tranzit și cel reflex, tuburile cu undă progresivă și cu undă inversă, de *„tip O"*, acceleratorul liniar; aceste dispozitive pot avea un cîmp magnetic longitudinal pentru a menține deplasarea rectilinie și focalizată a particulelor. 2) Dispozitive care au un cîmp magnetic transversal, numite de *„tip M"*; particulele se deplasează în cîmpuri $\vec{E}$ și $\vec{B}$ ortogonale, care pot da traiectoriilor cele mai diverse forme; aici intră magnetronul, tuburile cu undă progresivă și cu undă inversă de *„tip M"*, ciclotronul, sincrotronul.

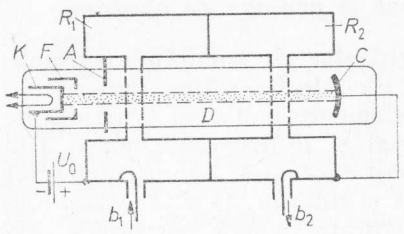


Figura 1.14. Clistronul de tranzit cu două cavități rezonante.

În acest paragraf se descriu succint dispozitivele cu fascicul rectiliniu, care funcționează ca amplificatori și generatori de microunde ; din această categorie fac parte clistronul de tranzit și cel reflex, tuburile cu undă progresivă și cu undă inversă de tip *O*. Procesele de bază care determină caracterul interacțiunii dintre fascicul și cîmpul de r.f. sînt modulația de viteză și gruparea electronilor.

a. *Clistronul de tranzit.* Cea mai simplă variantă de clistron de tranzit, anume cel cu două cavități rezonante, are construcția arătată schematic în figura 1.14 și conține următoarele părți importante : tunul electronic constituit din catodul K, electrodul de focalizare F și anodul A (disc metalic cu orificiu central sau grilă) ; cavitatea rezonantă de intrare R_1, în care se introduce semnalul de intrare prin intermediul buclei de cuplaj b_1 ; spațiul de drift (grupare) D ; cavitatea rezonantă de ieșire R_2, din care se extrage semnalul amplificant prin intermediul buclei b_2 ; colectorul de electroni C. Fasciculul electronic este puternic accelerat de către anod, înainte de a ajunge la cavitate ; trecînd prin cavitatea R_1, unde acționează cîmpul de r.f. creat de către semnalul de intrare, electronii suferă o modulație de viteză. Pe durata deplasării electronilor modulați în viteză prin spațiul de drift D (unde nu acționează cîmpul de r.f.) are loc fenomenul de grupare care duce la o modulație în intensitate a fasciculului. Rezultă grupuri compacte de electroni care, trecînd prin cavitatea de ieșire, cedează energie cîmpului de r.f. Această energie este extrasă cu ajutorul buclei b_2 și transmisă sarcinii ; eficiența de transfer a energiei de la fasciculul de electroni către cîmpul de r.f. este cu atît mai mare cu cît fluxul este mai puternic grupat. În final electronii sînt captați de către colector. Pentru creșterea randamentului clistronului de tranzit au fost propuse construcții cu mai multe cavități rezonante : între cavitățile R_1 și R_2, în lungul spațiului de drift sînt plasate una sau mai multe cavități care intensifică procesul de grupare. Clistronul de tranzit poate funcționa și ca oscilator ; în acest caz este necesară o buclă de reacție externă. Există clistroane de tranzit (de regulă cu cavități multiple) care pot funcționa în banda 10 — 15 GHz cu puteri de ieșire în regim permanent de ordinul zecilor de kW ; în ce privește puterile de ieșire limită s-a ajuns la 30 — 50 MW în regim de impulsuri, în banda 3 — 5 GHz.

Ideea utilizării modulației de viteză și a grupării ulterioare a electronilor în scopul creșterii eficienței tuburilor electronice în domeniul microundelor a apărut relativ timpuriu, fiind emisă de către A. Witt și A.G. Clavier (1932—1933). Prima construcție de tub cu modulație de viteză este descrisă în două patente germane (1934) și un articol (1935) aparținînd soților Heill [3]. Variantele actuale de clistron își au originea în construcțiile descrise de frații R.H. Varian și S.F. Varian (1937—1939) și de W.C. Hahn și G.F. Metcalf (1939). Totodată trebuie spus că mai mulți cercetători, prin studii teoretice și experimentale, au ajuns aproape concomitent la ideea utilizării modulației de viteză și a cavităților rezonante pentru realizarea unei interacțiuni eficiente între fasciculul electronic și cîmpul de r.f. Dintre aceștia un rol deosebit l-a avut W.W. Hansen de la Universitatea Stanford care, prin lucrările sale din jurul anilor 1938, a fundamentat particularitățile de funcționare și de creștere a randamentului dispozitivelor pentru microunde ; dealtfel R.H. Varian a fost unul dintre colaboratorii săi [2].

b. *Clistronul reflex.* Acest tip de clistron conține o singură cavitate rezonantă și se utilizează numai ca generator de microunde. Construcția simplificată este arătată în figura 1.15 și constă din : tunul electronic format din catodul K, electrodul de focalizare F și anodul A ; cavitatea rezonantă R, de unde energia este extrasă cu ajutorul buclei b ; spațiul de grupare D ; reflectorul RX. Funcționarea decurge astfel. Fluxul de electroni este puternic accelerat de către anod, iar pe durata traversării cavității rezonante este modulat în viteză de către cîmpul de r.f. La ieșirea din cavitate electronii intră într-un cîmp continuu frînant datorită faptului că reflectorul este conectat la o tensiune negativă — U_r ; electronii vor parcurge o anumită distanță pînă cînd viteza lor devine zero, apoi sînt reflectați din nou spre cavitate. Pe durata deplasării de la cavitate pînă la planul de reflexie și invers are loc gruparea electronilor ; astfel electronii grupați parcurg cavitatea rezonantă în sens invers și cedează energie cîmpului de r.f. Dacă anumite condiții sînt satisfăcute, în cavitatea rezonantă iau naștere oscilații autoîntreținute. În general clistronul reflex se utilizează ca generator de putere mică și frecvențe foarte înalte ; în litera-

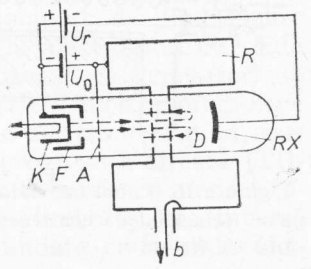


Figura 1.15. Clistronul reflex, principiul de construcție.

tură sînt descrise exemplare care pot furniza cîteva sute de mW la frecvențe $f = 200 - 300$ GHz.

c. *Tubul cu undă progresivă de tip O* (*TUPO*). Un neajuns important al clistroanelor este faptul că banda de trecere a cavităților rezonante este foarte îngustă. Pentru lărgirea benzii este necesar să se treacă de la sisteme oscilante rezonante (cavități) la sisteme oscilante nerezonante (distribuite). Avînd în vedere că fasciculul electronic de impedanță ridicată interacționează slab cu cîmpul de r.f. al sistemului oscilant nerezonant (de impedanță mică) au fost elaborate noi principii și construcții care să permită creșterea eficienței de interacțiune. Una dintre aceste metode constă în mărirea duratei de interacțiune; pentru aceasta se utilizează unde progresive care se propagă între catod și colector cu viteze mici, comparabile cu viteza electronilor din fascicul.

Construcția simplificată a tubului cu fascicul liniar și undă progresivă este arătată în figura 1.16 și constă din următoarele părți componente: tunul electronic format din catodul K, electrodul de focalizare F și anodul A (disc perforat sau grilă); structura helicoidală h de micșorare a vitezei undelor progresive; colectorul de electroni C; ghidul de undă G prevăzut cu buclele de cuplaj b_1, b_2 și pistoanele de adaptare P_1, P_2; solenoidul S, care formează un cîmp magnetic longitudinal pentru a produce o mai bună focalizare a fasciculului electronic rectiliniu. Spațiul în care se formează și se deplasează fasciculul de electroni trebuie să constituie o incintă vidată.

Funcționarea decurge astfel. Tunul electronic formează un fascicul electronic intens în care viteza electronilor v_0 este de 10 — 30 ori mai mică decît viteza luminii. Semnalul de intrare se aplică prin intermediul buclei b_1 la capătul dinspre catod al structurii helicoidale și se propagă, sub formă de undă progresivă directă, în lungul acestei structuri de întîrziere cu viteza de fază v_p, comparabilă cu viteza

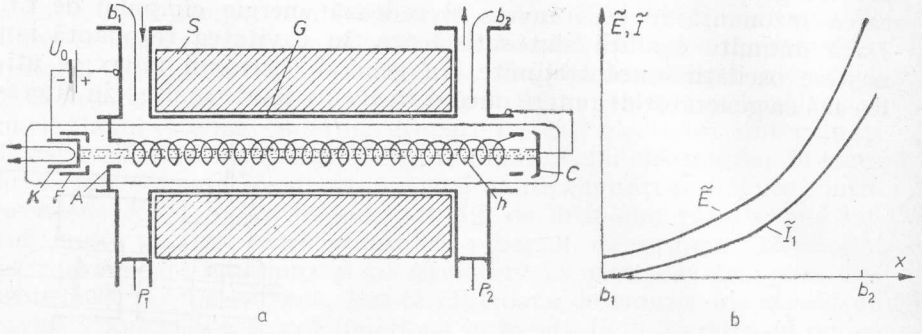


Figura 1.16. Tubul cu undă progresivă de tip O (TUPO):
a — principiul de construcție; b — variația tensiunii și curentului (componente de r.f.) cu distanța.

electronilor din fascicul; procesele de interacțiune dintre fluxul de electroni și cîmpul de r.f. au eficiența maximă atunci cînd este satisfăcută condiția $v_p \simeq v_0$, numită *condiție de sincronism* (în realitate transferul de energie de la flux spre unda progresivă are loc cînd $v_p \gtrsim v_0$). Ca urmare a interacțiunii fascicul-undă are loc modulația de viteză a electronilor, care, la rîndul ei, determină un proces de grupare. Procesele de modulație de viteză și de grupare sînt *distribuite* pe întreg parcursul dintre catod și colector. În procesul modulației de viteză o parte din electroni sînt frînați, iar o parte accelerați; luînd un raport convenabil între vitezele v_0 și v_p, mai mulți electroni sînt frînați decît accelerați (pe unitatea de lungime); astfel are loc un transfer net de energie de la flux spre cîmpul de r.f. Pe măsura deplasării spre colector fasciculul se grupează tot mai puternic (crește amplitudinea primei armonici $\tilde{I}_1$; vezi figura I.16,b), astfel crește eficiența de transfer a energiei de la fascicul spre unda progresivă. Ca urmare, semnalul de r.f. se amplifică treptat (crește componenta $\tilde{E}$ a undei electromagnetice) și este extras cu ajutorul buclei b_2; în final electronii sînt captați de colector.

TUPO se utilizează în principal ca amplificatori în microunde, avînd o bandă largă și zgomote mici; ele pot funcționa și ca oscilator, pentru aceasta fiind necesară o buclă de reacție pozitivă externă. Aceste tuburi pot funcționa satisfăcător pînă în gama undelor milimetrice cu puteri cuprinse între 1 mW și 5 MW (în regim de impulsuri).

Idei referitoare la lărgirea benzii de trecere și creșterea randamentului prin mărirea duratei de interacțiune a fasciculului electronic cu unda progresivă au fost emise de mai mulți cercetători între anii 1933—1942: A.V. Haeff (1933), A.G. Clavier și G. Rostas (1937), N.E. Lindenbland (1940). Primul amplificator cu TUPO care a funcționat efectiv în gama undelor centimetrice este realizat de către R. Kompfner între anii 1942—1944 [3]. Rezulatatele sale au fost date publicității abia în 1946 cînd R.J. Pierce și L.M. Field au descris un tub de construcție analoagă. În literatura engleză și americană TUPO fără cîmp magnetic transversal se notează OTWT (*O*-type Traveling-Wave Tube) sau OTWA (*O*-type Traveling-Wave Amplifier).

d. *Tub cu undă inversă de tip O* (*TUIO*). Construcția tubului cu undă inversă (fig. 1.17, a) precum și principiul de funcționare sînt în multe privințe asemănătoare cu cele ale tubului cu undă progresivă directă; de regulă TUIO se utilizează ca generatori de microunde. În general, într-un sistem de întîrziere undele progresive se pot propaga în același sens cu fluxul de electroni, sau în sens invers. În primul caz avem tuburile cu undă progresivă directă (TUPO) descrise mai sus, în al doilea caz avem tuburile cu undă progresivă inversă (TUIO); prin urmare unda directă și cea inversă din sistemul de încetinire nu trebuie confundate cu o undă inci-

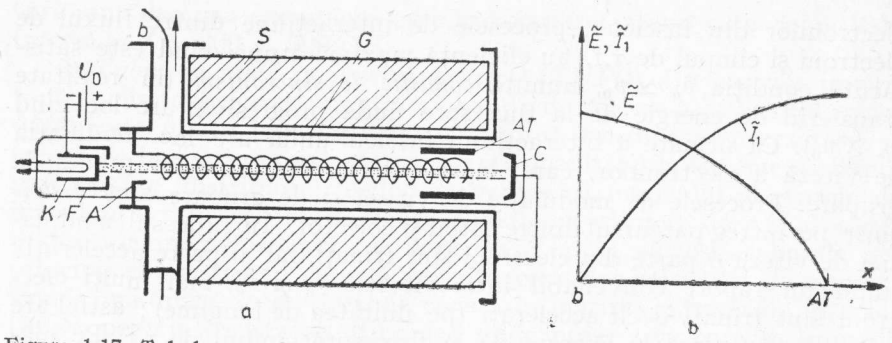


Figura 1.17. Tubul cu undă inversă de tip *O*(TUIO):
a — principiul de construcție; b — variația tensiunii și curentului (componente de r.f.) cu distanța.

dentă, respectiv una reflectată. Din contra, pentru a înlătura reflexiile posibile ale undelor progresive se iau măsuri de adaptare, iar în cazul TUIO la capătul dinspre colector al sistemului de încetinire se plasează un absorbant puternic (sarcina adaptată); în felul acesta energia de r.f. circulă numai de la colector spre capătul dinspre catod unde este situată bucla de cuplaj cu sarcina.

La TUIO condiția de sincronism se realizează între fasciculul electronic și unda inversă. Procesele de modulație de viteză și de grupare a fasciculului încep lîngă catod și se accentuează pe măsura apropierii de colector. Curbele de variație ale mărimilor $\tilde{I}_1$ și $\tilde{E}$ sînt arătate în figura 1.17, b. Realizarea condiției de sincronism pentru unda inversă duce la apariția unei reacții interne pozitive. Dacă energia de r.f. produsă de către fasciculul modulat este mai mare sau cel puțin egală cu energia cheltuită pentru modulația sa, adică dacă intensitatea fasciculului este suficient de mare depășind o valoare prag, atunci ca urmare a reacției interne în tub iau naștere oscilații a căror frecvențe depinde de viteza electronilor din fascicul. În literatura engleză tuburile cu undă inversă sînt notate OBWO (*O*-type Backward-Wave Oscillator); adesea sînt notate prescurtat cu CO (*carcinotron tip O*). Tuburile cu undă inversă pot funcționa pînă în banda undelor submilimetrice ($\lambda \simeq 0{,}3$ mm) cu puteri de 0,5 — 1,5 mW.

I.2.3. Tuburi cu cîmpuri $\vec{E}$ și $\vec{B}$ ortogonale (de tip M)

În tuburile de tip *O* cîmpul magnetic static (longitudinal) are rolul de a menține focalizarea fasciculului rectiliniu astfel încît electronii să nu cadă pe sistemele oscilante, dar nu intervine în procesele de interacțiune a fasciculului cu cîmpul de r.f. În tuburile de tip

M cîmpul magnetic static este perpendicular pe direcția de deplasare a fasciculului, prin urmare modifică traiectoriile electronilor și joacă un rol important în procesele de interacțiune dintre fascicul și cîmpul de r.f. Din această categorie de dispozitive cele mai răspîndite sînt magnetronul cu cavități multiple, tubul cu undă progresivă de tip *M* și tubul cu undă inversă de tip *M*.

A. *Magnetronul*

Magnetronul se utilizează pe scară largă ca oscilator de mare putere și cu randament ridicat ($\eta \gtrsim 70\%$) în domeniul microundelor. Există mai multe tipuri de magnetroane, cărora le sînt specifice diferite regimuri de oscilație: a) magnetron cu oscilații electronice (cu frecvență ciclotronică); b) magnetron cu rezistență negativă (de tip dinatron); c) magnetron cu undă progresivă.

Cea mai mare răspîndire a căpătat-o magnetronul cu undă progresivă numit adesea și *magnetron cu cavități multiple*. Construcția simplificată, în secțiune transversală, a unui astfel de magnetron este arătată în figura 1.18, a și constă din: catodul cilindric *K*; blocul anodic *A*, format dintr-un cilindru masiv de Cu, coaxial cu catodul, în care este practicat un număr par de cavități rezonante cilindrice $R_1, \ldots R_n$, care comunică cu spațiul de interacțiune (spațiul dintre anod și catod) prin intermediul unor fante; bucla *b*, de extragere a energiei de r.f. Asupra întregului sistem acționează

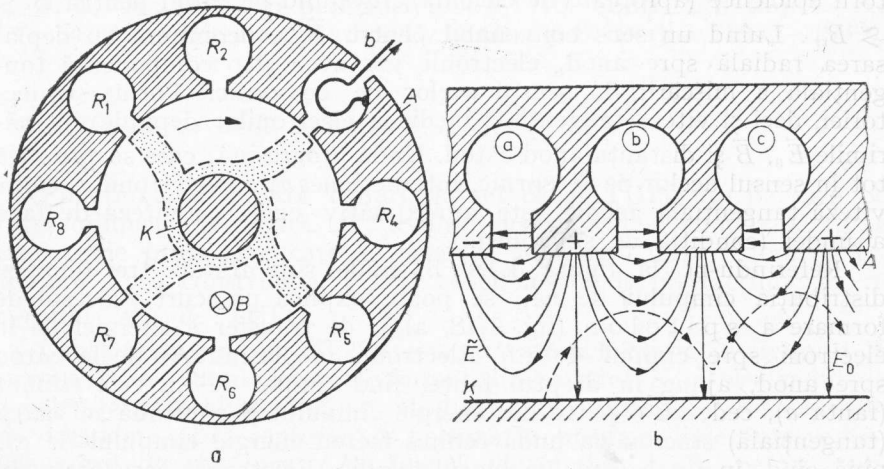


Figura 1.18. Magnetronul cu cavități multiple:
a — principiul de construcție; b — mișcarea electronilor în spațiul de interacțiune.

o inducție magnetică statică B, avînd direcția normală pe planul desenului (perpendiculară pe direcția de mișcare a electronilor). Între blocul anodic și catod este aplicată o tensiune continuă de valoare ridicată, astfel în spațiul de interacțiune este prezentat un cîmp electric static, $\vec{E}_0$, foarte intens.

Pentru descrierea funcționării se pleacă de la presupunerea că în lungul blocului anodic, pe o anumită adîncime în spațiul de interacțiune, se propagă o undă progresivă (în acest sens blocul anodic reprezintă un sistem de întîrziere). De asemenea, trebuie subliniat că toate procesele electronice care au loc într-un oscilator cu magnetron, anume formarea și comanda fasciculului, gruparea electronilor, transferul de energie de la grupurile de electroni spre cîmpul de r.f., au loc în spațiul de interacțiune. Spre deosebire de alte dispozitive, spațiul de interacțiune nu poate fi separat în regiuni în care să predomine unul din procesele menționate. De aici rezultă că analiza proceselor din magnetron constituie o problemă mai dificilă.

Există mai multe moduri de dispunere a cîmpului de r.f. în lungul blocului anodic; dintre acestea cel mai răspîndit este *tipul* π *de oscilații*, caracterizat prin faptul că în lungul blocului anodic avem o undă staționară pentru care polaritatea (pentru cîmpul $\tilde{E}$ de r.f.) segmenților anodici se schimbă consecutiv (fig. 1.18, b). Această dispunere a undei staționare rămîne neschimbată spațial, dar variază în timp; astfel ea poate fi descompusă în două unde progresive care se propagă în sensuri opuse. Sub acțiunea cîmpurilor $\vec{E}_0$ și $\vec{B}$ electronii emiși de catod se deplasează, în general, după traiectorii epiciclice (apropiate de cicloidă), revenind pe catod pentru $B \gtrsim B_{cr}$. Luînd un sens convenabil pentru $\vec{B}$, concomitent cu deplasarea radială spre anod, electronii vor avea și o componentă tangențială a mișcării, în sensul acelor de ceasornic. Forma traiectoriei, deci și viteza tangențială medie a electronilor depinde de mărimile $\vec{E}_0$, $\vec{B}$ și distanța anod-catod. Unda progresivă, care se propagă tot în sensul acelor de ceasornic, interacționează cu electronii a căror viteză tangențială medie este aproximativ egală cu viteza de fază a undei (condiția de sincronism).

Referindu-ne la figura 1.18, b, unde sînt arătate trei fante și distribuția cîmpului de r.f., se poate explica pe scurt procesul de formare a s p i ț e l o r (fig. 1.18, a) și de transfer a energiei de la electroni spre cîmpul de r.f. Electronii, deplasîndu-se de la catod spre anod, ajung în dreptul fantei cînd cîmpul de r.f. este frînant (fanta *a*), cedează o parte din energie cîmpului și continuă mișcarea (tangențială) sincron cu unda cedînd mereu energie cîmpului de r.f. pînă cînd, în final, cad pe blocul anodic. Electronii, care ajung în dreptul fantei cînd cîmpul de r.f. este accelerator, absorb energie de la cîmp, își măresc viteza, fapt ce duce la o curbare mai puternică a traiectoriei; acești electroni ies rapid din spațiul de interacțiune, căzînd pe catod. Astfel are loc gruparea electronilor, formîndu-se spițe în care sînt cuprinși electronii care cedează energie cîmpului de r.f. (se formează $N/2$ spițe, unde N este numărul cavităților rezonante); de aici rezultă randamentul ridicat al magnetronului cu undă progresivă. Pentru extragerea energiei este suficientă o singură buclă datorită faptului că între cavitățile rezonante este realizat un cuplaj strîns prin intermediul cîmpului de r.f.; adesea pentru accentuarea acestui cuplaj se folosesc diferite conexiuni între segmentele blocului anodic. Magnetroanele se utilizează în special în banda undelor centimetrice, și uneori milimetrice; puterile utile pot varia între cîțiva W și cîțiva MW (în impulsuri).

Pentru a se ajunge la variantele actuale de magnetron a fost nevoie de cercetări, efectuate pe o perioadă de peste 20 de ani. Ideea utilizării cîmpului magnetic pentru comanda fluxului electronic a fost emisă de Hall (1921); A. Zacek (1924) a stabilit că o diodă avînd un cîmp magnetic axial cu catodul (magnetronul) poate funcționa ca oscilator la frecvențe foarte înalte și în microunde (oscilații electronice); E. Habann (1924) a folosit un magnetron cu anodul secționat în două pentru realizarea unui oscilator cu rezistență negativă. Funcționarea magnetronului în regim de undă progresivă este propusă de K. Posthumous (1935); acest regim este larg utilizat în magnetroanele cu cavitățile rezonante practicate într-un bloc anodic masiv. Menționi despre magnetronul cu cavități multiple sînt cuprinse într-un patent din 1936 a lui A. L. Samuel; însă toate construcțiile actuale se bazează pe principiile elaborate de N. F. Alekseev și D. E. Malyarov în perioada 1936—1940. Contribuții importante în această direcție au mai adus H. Gutton și S. Berline (1936—1939).

B. *Tubul cu undă progresivă de tip M (TUPM)*

Funcționarea acestor tuburi, la fel ca și TUPO, se bazează pe interacțiunea prelungită a fluxului electronic cu cîmpul de r.f. a unei unde progresive care se propagă în lungul unui sistem de întîrziere. Însă construcția TUPM ca și modul de interacțiune diferă esențial față de TUPO.

Construcția tubului TUPM este arătată schematic în figura 1.19 și constă din: tunul electonric format din catodul K și electrodul de accelerare și focalizare, EA; catodul negativ (masiv), KN; sistemul de întîrziere, LI, reprezentat schematic printr-o linie întreruptă; colectorul de electroni, CE; buclele de cuplaj, b_1, b_2, pentru aplicarea și extragerea semnalului de microunde, plăcuțe de material absorbant AT pentru înlăturarea reacției interne; asupra întregului

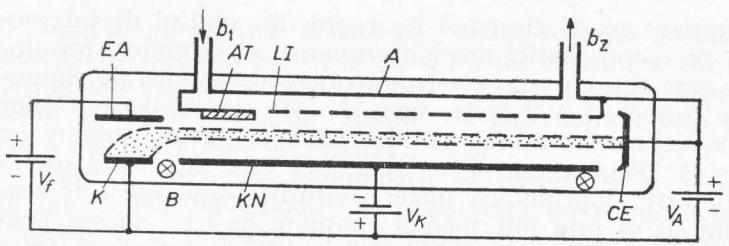


Fig. 1.19. Tubul cu undă progresivă de tip *M* (TUPM).

ansamblu acționează inducția magnetică statică, $\vec{B}$, perpendiculară pe direcția de mișcarea a electronilor.

Spațiul de interacțiune este cuprins între sistemul de întîrziere și catodul negativ, acești electrozi fiind situați la distanța d unul de altul. Fluxul electronic format de către catod și electrodul de accelerare este deviat spre spațiul de interacțiune de către inducția $\vec{B}$. Se alege o astfel de configurație geometrică și valoare a tensiunii, V_f, încît la intrarea în spațiul de interacțiune fasciculul să fie paralel cu electrozii KN și A (electronii parcurg aproximativ jumătate dintr-un arc de cicloidă). În spațiul de interacțiune sînt prezente cîmpul electric $E_0 = (V_a + V_k)/d$ și inducția B. Sub influența acestor două cîmpuri statice și în absența cîmpului de r.f. fluxul electronic se deplasează în lungul spațiului de interacțiune cu viteza $v_0 = E_0/B$; totodată electronii efectuează o mișcare de rotație cu viteza unghiulară $\omega_B = qB/m$, unde q și m reprezintă sarcina, respectiv masa electronului. Faptul că electronii se deplasează rectiliniu are o explicație fizică imediată: forța electrică dată de cîmpul transversal E_0 este anulată de către forța Lorentz datorită inducției $\vec{B}$.

Presupunem că în sistemul de întîrziere se propagă o undă progresivă cu viteza de fază $v_p = v_0$; în spațiul de interacțiune este prezent un cîmp de r.f. a cărui configurație este de așa natură încît la nivelul de deplasare a fasciculului există atît componenta transversală cît și componenta longitudinală. În porțiunile unde componenta transversală are același sens cu E_0, electronii sînt accelerați, iar în porțiunile unde componenta transversală are sens opus față de E_0, electronii sînt frînați; grupurile de electroni se formează în porțiunile unde componenta longitudinală este frînantă pentru electroni și are valoare maximă. Astfel are loc transferul de energie de la flux spre cîmpul de r.f. Dar componenta longitudinală modifică traiectoriile electronilor în sensul că pentru cîmpuri longitudinale frînante electronii sînt deviați spre sistemul de întîrziere, adică își modifică e n e r g i a p o t e n ț i a l ă în cîmpul static E_0; drept urmare, procesul de grupare se realizează în principal prin modificarea configurației geometrice a fasciculului și nu prin modificarea

densității sale. În general, procesul de interacțiune dintre flux și cîmpul de r.f. este similar cu cel din magnetron.

Față de tuburile TUPO trebuie subliniate următoarele: 1) Eficiența maximă de interacțiune fascicul-undă are loc cînd viteza medie a electronilor este egală cu viteza de fază a undei progresive (la TUPO $v_0 \gtrsim v_p$). 2) Interacțiunea prelungită a fluxului cu componenta longitudinală frînantă a cîmpului de r.f. face ca electronii să-și modifice energia potențială; astfel transferul de energie flux-undă se realizează pe seama surselor V_a și V_k, în timp ce energia cinetică a electronilor datorată sursei V_f rămîne neschimbată. Datorită acestor particularități, spre deosebire de TUPO, condiția de transfer cu eficiența maximă este realizată tot timpul interacțiunii, astfel TUPM au un randament superior.

Pentru micșorarea dimensiunilor geometrice și a spațiului în care trebuie să acționeze inducția $\vec{B}$ au fost propuse construcții circulare neînchise (ieșirea este izolată de intrare). Există exemplare de TUPM cu puteri cuprinse între 100 kW și 8 MW (regim de impulsuri în banda undelor centimetrice) cu randamentul $\eta = 50 - 70\%$. În limba engleză tuburile TUPM sînt notate MFWA (M-type Forward—Wave Amplifier).

C. *Tuburi cu undă inversă de tip M (TUIM)*

Construcția tubului cu undă inversă de tip *M* (fig. 1.20) este asemănătoare cu cea a tubului TUPM. Există două deosebiri mai importante: plăcuța de material absorbant, *AT* (sarcină adaptată), este situată pe capătul dinspre colector al sistemului de întîrziere; condiția de sincronism se realizează pentru unda inversă, care se propagă de la colector spre tunul electronic. Ca urmare a celei de a doua particularități în tub există o reacție pozitivă, astfel TUIM funcționează ca generator; energia se extrage din sistemul de întîrziere, la capătul dinspre tunul electronic. Datorită faptului că electronii încep interacțiunea lîngă catodul cald, cu un cîmp de r.f. de

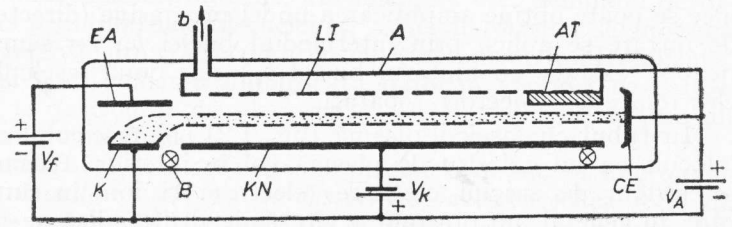


Figura 1.20. Tubul cu undă inversă de tip *M* (TUIM).

amplitudine mare, randamentul TUIM este mai ridicat decît al TUPM. Şi la aceste tuburi, în scopul micşorării dimensiunilor şi a sistemului magnetic, s-au realizat construcţii circulare neînchise. La ora actuală TUIM constituie singurele tuburi de microunde care funcţionează satisfăcător în banda undelor submilimetrice ($\lambda \gtrsim 0{,}2$ mm), cu puteri de ordinul zecilor de mW şi randament acceptabil.

În limba engleză tuburile TUIM sînt notate MBWO (*M*-type Backward-Wave Oscillator) sau MC (*M*-type Carcinotron). Trebuie subliniat că tuburile cu undă progresivă şi cu undă inversă, de ambele tipuri, *O* şi *M*, au apărut ca urmare a cercetărilor pentru perfecţionarea magnetronului cu undă progresivă (cu cavităţi multiple).

I.2.4. Alte tipuri de dispozitive cu fascicul electronic

Pe lîngă tuburile descrise în paragraful precedent există încă numeroase variante, unele care se utilizează larg în practică, altele care prezintă interes de perspectivă. Cîteva dintre ele sînt descrise mai jos.

A. *Tuburi cu fascicul multiplu şi cu fascicul-plasmă*

Aceste două tipuri de dispozitive în multe privinţe sînt asemănătoare, iar în altele diferă foarte mult. Ambele tipuri pot fi privite ca dispozitive caracterizate prin interacţiunea fasciculului electronic cu un sistem de sarcini electrice, care pot fi în mişcare sau staţionare.

Construcţia unui tub cu două fascicule este arătată în figura 1.21, a: un fascicul cilindric, Φ_1, de diametru mic, este plasat în interiorul unui fascicul cilindric, Φ_2, gol în interior; vitezele electronilor în cele două fascicule sînt diferite, prin urmare între cele două fascicule există o viteză relativă. Această construcţie este analoagă cu cea a tubului cu undă progresivă. Diferenţa constă în faptul că sistemul oscilant nerezonant (sistemul de întîrziere) este înlocuit prin fasciculul electronic Φ_2 prin care de asemenea se pot propaga unde electromagnetice lente; astfel în tuburile cu două fascicule electronice se poate obţine amplificarea undei progresive (directe). Semnalul de intrare se aplică prin intermediul buclei b_1, iar semnalul amplificat se extrage cu ajutorul buclei b_2; cele două fascicule au tunuri electronice şi colectori separaţi.

În tubul cu fascicul-plasmă (fig. 1.21, b) fasciculul exterior este înlocuit cu un cilindru de plasmă gol în interior. Plasma constituie un sistem de sarcini electrice (electroni şi ioni în cantităţi egale) care, în general, nu prezintă o viteză de drift, adică se găsesc într-o stare „staţionară". Într-o plasmă staţionară se pot propaga atît

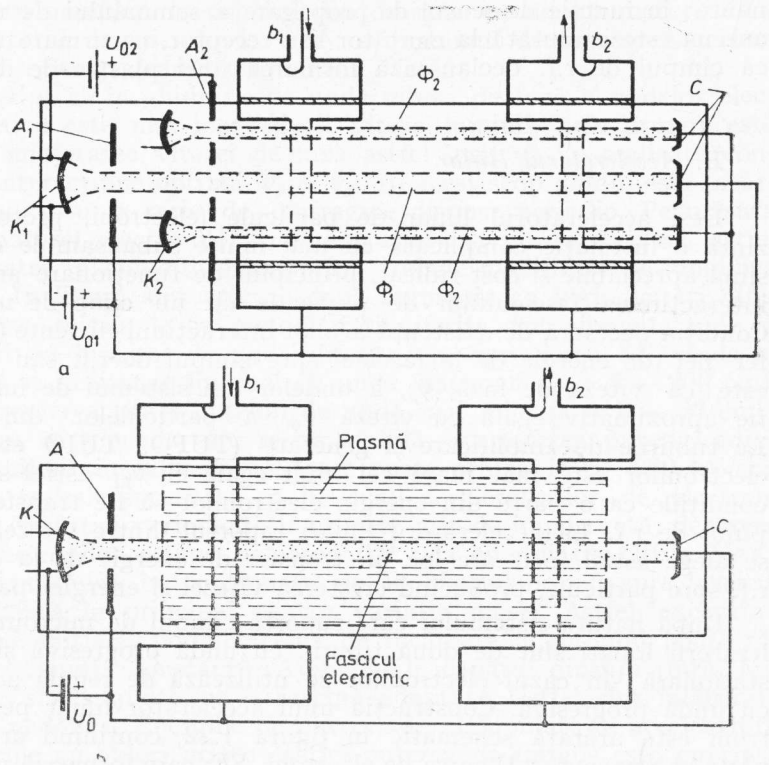


Figura 1.21. Variante de dispozitive electronice pentru microunde:
a — tub cu fascicul multiplu, principiul constructiv; b — tub cu fascicul-plasmă, principiul constructiv.

unde directe cît şi unde inverse, prin urmare tubul cu fascicul-plasmă poate funcţiona ca amplificator şi ca generator (în figura 1.21, b este reprezentat un amplificator). În analiza funcţionării se presupune o plasmă ideală: se neglijează ciocnirile, procesele de interacţiune neliniară, neuniformităţile, turbulenţele etc. Semnalul de intrare se aplică prin intermediul buclei b_1, astfel în plasmă se propagă o undă progresivă directă; condiţia de sincronism fiind realizată, unda progresivă este mereu amplificată datorită energiei pe care o primeşte de la fasciculul de electroni, astfel la ieşire se obţine un semnal puternic amplificat.

O categorie aparte de dispozitive cu plasmă utilizate în microunde o constituie *tuburile cu plasmă de descărcare*; acestea joacă rolul de comutatori de antene în sistemele de diplexare. Aceste tuburi sînt plasate pe liniile de transmisie, ghiduri de undă sau cavităţi rezo-

nante ; în funcție de sensul de propagare a semnalului de microunde antena este comutată la emițător sau receptor, ca urmare a faptului că cîmpul de r.f. declanșează formarea unei plasme de descărcare.

B. *Acceleratorul liniar*

Deși acceleratorul liniar de particule (electroni, protoni) reprezintă o instalație complicată cu mai multe subansamble de dimensiuni apreciabile și cost ridicat, principiul de funcționare are la bază interacțiunea fasciculului de particule cu un cîmp de microunde. Condiția necesară de existență a unor interacțiuni eficiente (un transfer net de energie de la fascicul spre cîmpul de r.f. sau viceversa) este ca viteza de fază, v_p, a undelor din sistemul de întîrziere să fie aproximativ egală cu viteza v_0, a particulelor din fascicul. La tuburile de amplificare și generare (TUPO, TUIO etc.) viteza electronilor este mai mare cel mult egală cu v_p, astfel sînt create condițiile ca o parte din energia electronilor să fie transferată cîmpului de r.f. La acceleratorii liniari raportul dintre vitezele v_p și v_0 se alege astfel încît are loc un transfer de energie de la cîmpul de r.f. spre particule, producînd creșterea vitezei și energiei particulelor.

După natura sistemului care suportă cîmpul de microunde, acceleratorii liniari sînt de două tipuri: cu undă progresivă și cu undă staționară ; în cazul electronilor se utilizează de regulă acceleratori cu undă progresivă. Construcția unui accelerator liniar pentru electroni este arătată schematic în figura 1.22, conținînd următoarele părți componente : 1) sursa de electroni, *SE*, care formează un fascicul monoenergetic, de viteză v_0 ; de regulă fasciculul nu este continuu, electronii fiind injectați sub forma unor impulsuri de durată relativ mică în raport cu perioada $\tau_i \ll T_i$; 2) sistemul de micșorare a vitezei de fază a microundelor, format dintr-un ghid de unde încărcat periodic, este prevăzut la capătul din dreapta cu un atenuator, *AT* ; 3) generatorul de microunde, *GM* ; 4) sistemul de extragere a electronilor accelerați (sau ținta), *TE*.

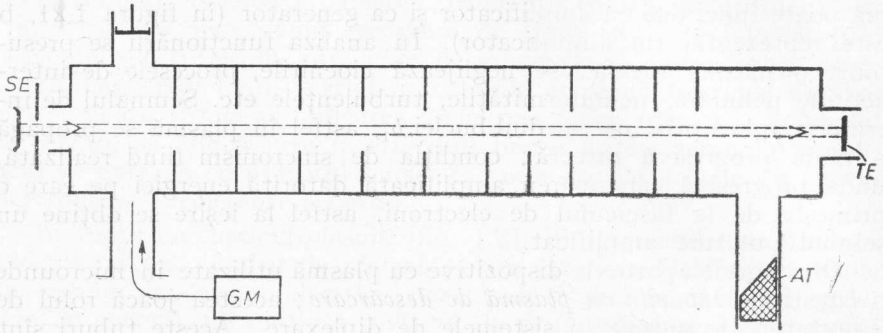


Figura 1.22. Principiul constructiv al acceleratorului liniar.

Este știut că în ghidurile de undă viteza de fază a undelor electromagnetice este mai mare decît viteza luminii, prin urmare este necesară micșorarea vitezei de fază astfel încît să fie realizată condiția de interacțiune optimă, $v_p \simeq v_0$. În acest scop ghidul este încărcat periodic cu o serie de diafragme dispuse periodic. Pe măsura creșterii vitezei electronilor trebuie variată și viteza de fază, astfel periodicitatea dispunerii difragmelor trebuie modificată pe lungimea ghidului. În figură sînt arătate două segmente cu periodicități diferite ; adesea secțiunile cu periodicități diferite sînt alimentate de la generatori cu lungimi de undă diferite : în apropierea *SE*, unde v_0 este mică se utilizează lungimi de undă mai mari ($\lambda = 5 - 200$ cm), iar în apropierea țintei lungimi de undă mai mici ($\lambda = 3 - 30$ cm) ; pe măsura ce λ scade este recomadabilă și creșterea puterii, adică a amplitudinii cîmpului de r.f., care poate atinge 150 — 200 kV/cm. Totodată trebuie specificat că în cazul acceleratorilor de electroni problema variației periodicității nu este atît de importantă, deoarece viteza electronilor atinge valoarea 0,9 c la energii de cîțiva MeV ; energia transmisă în continuare de la cîmpul de r.f. spre fascicul este cheltuită în principal pentru variația masei. Astfel, exceptînd o porțiune inițială, periodicitatea de încărcare a ghidului poate rămîne aproximativ constantă. Ajungînd la capătul dinspre țintă, microundele sînt captate pe o sarcină adaptată, astfel sînt înlăturate reflexiile nedorite. Energiile de microunde manipulate în acceleratorii de particule au valori uriașe ; astfel puterea de impuls este cuprinsă între sute de kW și zeci de MW. Pentru obținerea lor se utilizează magnetoane de putere și clistroane de tranzit cu cavități multiple.

Acceleratorii liniari actuali, în special cei pentru protoni, au lungimi foarte mari ajungînd pînă la cîțiva km ; totodată sînt necesare sisteme complicate de focalizare a fasciculelor și de menținere a vidului.

C. *Planotronul*

În principiu planotronul reprezintă un magnetron plan, la care electronii din spațiul de interacțiune provin nu de la catodul plan, ci de la un injector de electroni. Construcția schematică este arătată în figura 1.23, a și conține : blocul anodic, *A*, prevăzut cu cavități rezonante ce comunică cu spațiul de interacțiune prin intermediul fantelor, catodul *K*, și injectorul de electroni, *SE* ; în spațiul de interacțiune este prezent cîmpul $\vec{E}_0 = V_A/d$ și inducția statică $\vec{B}$. Acest dispozitiv este analizat în detaliu de P. Kapița [16] prin

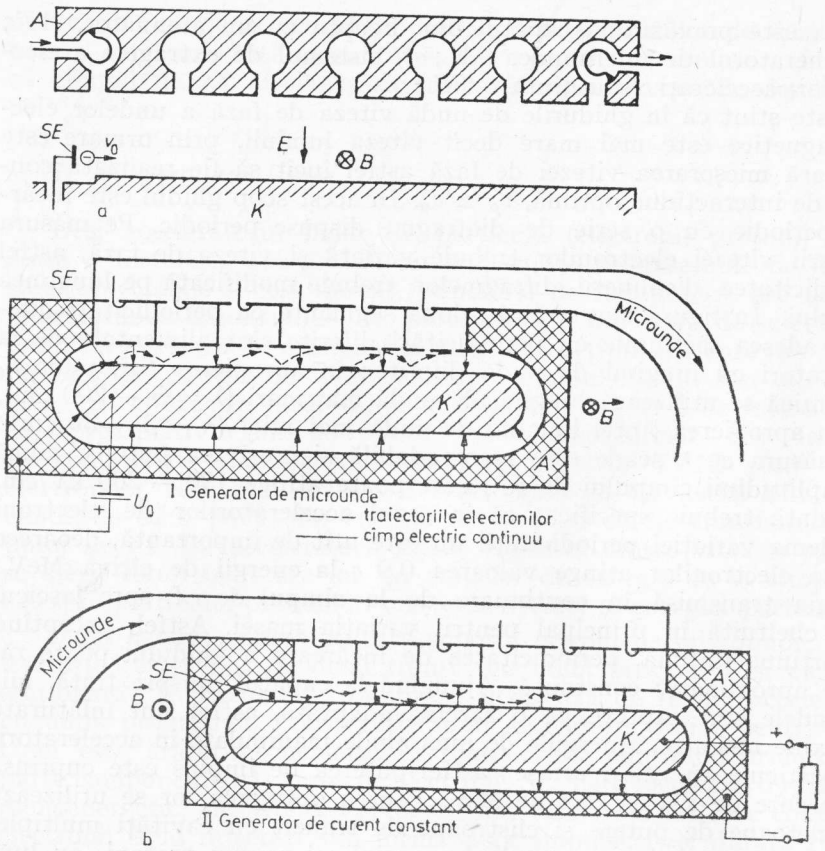


Figura 1.23. Planotronul:

a — principiul constructiv; b — utilizarea planotronului cu generator de microunde; c — utilizarea planotronului pentru conversia energiei de microunde în energie de curent continuu.

metoda medierii în timp; este demonstrat teoretic și experimental că în structură pot lua naștere autooscilații, deci planotronul poate funcționa ca generator de microunde la fel ca și magnetronul circular. Particularitatea deosebită a planotronului constă în faptul că procesele au un caracter reversibil: pe lîngă procesul de autooscilație care transformă energia de curent continuu în energie de microunde, este posibil și procesul invers, în care energia de microunde este transformată în energie de curent continuu.

Explicația propusă de P. Kapița pe scurt este următoarea: 1) Procesul de generare a microundelor decurge similar ca la magnetronul circular: fiind prezente cîmpurile $\vec{E}$ și $\vec{B}$ de sensurile indicate

în figura 1.23, a, electronii de fază favorabilă, care cedează energie cîmpului de r.f., se mișcă pe curbe cicloidale (avînd concavitatea spre catod), care se apropie treptat de anod, și, după parcurgerea unui anumit număr de cicluri, cad pe anod; înainte de a fi captați de anod electronii au cedat suficientă energie cîmpului de r.f., pentru a menține oscilațiile din sistemul rezonant al blocului anodic. 2) Presupunem că se inversează sensurile cîmpului $\vec{E}_0$ (tensiunea U_A va fi cu + pe catod și — pe anod) și inducției $\vec{B}$, iar în sistemul rezonant este prezent un cîmp de r.f. suficient de intens. Există o categorie de electroni proveniți de la injector care efectuează mișcări pe curbe cicloidale, avînd de această dată concavitatea spre blocul anodic, care se apropie treptat de blocul anodic datorită absorbției de energie de la cîmpul de r.f.; în cele din urmă electronii considerați cad pe blocul anodic. Grupul de electroni s-a deplasat în sens opus forței electrice statice, astfel sistemul funcționează ca generator de curent continuu; randamentul generatorului de curent continuu este de același ordin de mărime ca a generatorului de microunde.

Reversibilitatea proceselor din dispozitivele de tip planotron deschide perspective atrăgătoare în domeniul transportului de energii mari la distanțe apreciabile, cu pierderi minime; în condiții terestre energia de microunde este transportată prin ghiduri de undă, în condiții spațiale această energie este transmisă prin intermediul fasciculelor de microunde.

O variantă posibilă de transport a energiei electrice prin ghiduri de undă cu ajutorul a două planotroane este arătată schematic în figura 1.23, b. Planotronul I funcționează în regim de autooscilație, transformă energia de curent continuu în energie de microunde; această energie este transmisă printr-un ghid de unde pînă la planotronul II care transformă energia de microunde în energie de curent continuu.

Trebuie subliniat că prin ghiduri se pot transmite puteri foarte mari, zeci de MW, cu pierderi neglijabile și, spre deosebire de rețelele electrice obișnuite, nu necesită sisteme de izolare. Utilizarea planotroanelor poate constitui o cale interesantă pentru transmiterea unor puteri importante de la sateliții artificiali spre pămînt sau invers. De exemplu, energia solară transformată în energie electrică de curent continuu de către celulele solare plasate pe satelit este mai întîi transformată în energie de microunde și apoi transmisă spre pămînt sub formă de fascicul puternic colimat; fasciculul este recepționat la sol, unde energia de microunde este transformată în energie de curent continuu.

I.3. Dispozitive semiconductoare

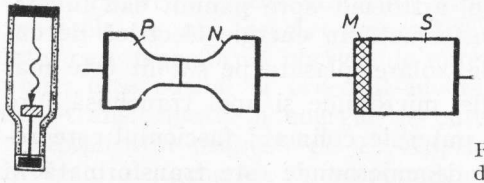
Atunci cînd se operează cu puteri de microunde de valori mici sau medii (de la zeci de μW pînă la zeci de kW în impuls) utilizarea dispozitivelor semiconductoare prezintă avantaje esențiale: dimensiuni și consum energetic redus, randament global și fiabilitate ridicate, timp de funcționare nelimitat. Dispozitivele semiconductoare destinate să funcționeze în microunde prezintă anumite particularități; în general, aceste dispozitive au rezultat fie prin perfecționarea construcțiilor clasice, fie prin utilizarea unor principii și efecte noi.

I.3.1. Dispozitive bipolare

Frecvența de funcționare a dispozitivelor semiconductoare clasice este limitată de o serie de factori, dintre care doi sînt mai importanți: 1) elementele parazite (C, L, R) asociate joncțiunilor terminalelor și regiunilor „neutre" (inactive); 2) timpul de tranzit al purtătorilor de sarcină prin diferitele regiuni ale dispozitivului. Diminuarea elementelor parazite și a timpului de tranzit poate fi realizată prin aplicarea unor tehnologii perfecționate (difuzia, creșterea epitaxială, implantarea ionică, mascare electronică etc.), utilizarea unor materiale semiconductoare noi și a unor aliaje adecvate pentru contacte ohmice și terminale, îmbunătățirea încapsulării.

A. *Diode de detecție și mixare cu joncțiune PN și contact punctiform*

O bună perioadă de timp, pentru conversia de frecvență în receptoarele de frecvențe înalte și de microunde (pînă în banda X) s-au utilizat diodele cu contact punctiform de construcție adecvată (fig. 1.24, a); terminalele sînt prevăzute cu discuri metalice argintate care fac contact direct cu pereții ghidului sau cavității rezonante; izolatorii utilizați la încapsulare sînt din ceramică de bună calitate. Dioda constituie un rezistor neliniar variabil care modifică spectrul semnalului incident.



a b c

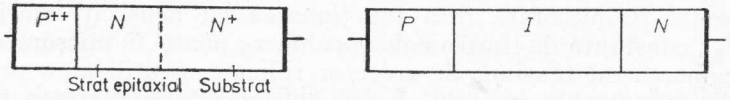
Figura 1.24. Tipuri de diode semiconductoare pentru microunde:
a — cu contact punctiform; b — cu joncțiune *PN*; c — cu barieră Schottky.

Odată cu perfecționarea tehnologiilor (creștere epitaxială, implantare ionică) și utilizarea unor materiale cu mobilitate ridicată a purtătorilor s-a reușit obținerea unor diode cu joncțiuni *PN* (fig. 1.24, b), care pot funcționa satisfăcător pînă în banda X; o micșorare substanțială a capacităților de difuzie se obține prin introducerea unor impurități de Au care diminuează timpii de viață ai purtătorilor minoritari.

Cele mai bune performanțe se obțin de la diodele Schottky (fig. 1.24, c); în aceste structuri nu are loc acumularea de purtători minoritari, astfel capacitățile de difuzie au valori foarte mici. Caracteristica volt-amperică directă a diodei Schottky se distinge prin faptul că curentul are o creștere rapidă la tensiuni mai mici decît la diodele cu joncțiune sau cele cu contact punctiform; această particularitate este urmarea faptului că bariera energetică pentru purtătorii majoritari W_b este mult mai mică decît lărgimea benzii interzise W_g a semiconductorului. Datorită capacităților foarte mici și formei caracteristicii statice, diodele Schottky au un randament de conversie superior la semnale foarte slabe; totodată se utilizează în circuitele logice ultrarapide.

B. *Diodele varactor și diodele PIN*

La diodele varactor (DV) utilizate în microunde se urmărește obținerea unei variații pronunțat neliniare a capacității joncțiunii în funcție de tensiunile de polarizare. Forma dorită a curbei $C(V)$ se obține prin reglarea adecvată a profilurilor de dopare cu impurități a regiunilor afirmate, mai ales în apropierea suprafeței de separație. Funcționarea în domeniul microundelor impune ca valoarea absolută a capacității să fie foarte mică (0,005 — 1 pF); totodată este necesar ca rezistența serie a regiunilor „neutre" să fie foarte mică; de asemenea, un factor de calitate ridicat al capacitorului echivalent impune ca rezistența de polarizare inversă să fie suficient de mare ($\gtrsim 10^8\Omega$). De regulă dioda varactor este constituită dintr-o joncțiune puternic asimetrică (fig. 1.25, a). Frecvența limită proprie $f(o)$ a DV, obținută la polarizări inverse $V_{inv} \lesssim 0$ poate ajunge la sute de GHz; frecvența de funcționare în schemele practice este $f = (0{,}1 - 0{,}5)\, f(o)$. Principalele aplicații ale DV sînt: generator de armonici, ampli-



a b

Figura 1.25. Construcții particulare de diode semiconductoare:
a — dioda varactor; b — dioda *PIN*.

ficatori parametrici cu zgomote extrem de scăzute, modulația și conversia de frecvență (inferior și superior). Trebuie subliniat că DV cu performanțe superioare pot fi realizate cu contact punctiform și cu barieră Schottky.

Diodele PIN sînt constituite din două regiuni puternic dopate, separate printr-un strat intrinsec (fig. 1.25, b). Particularitatea structurii constă în faptul că la polarizări inverse capacitatea de barieră are valori foarte mici și nu variază cu tensiunea aplicată; de asemenea, rezistența inversă are valori foarte mari. La polarizări directe rezistența are valori foarte mici. În domeniul microundelor diodele PIN se utilizează în principal ca comutator de canale și antene: la polarizări inverse dioda reprezintă o capacitate fără pierderi, de valoare mică și care nu variază cu tensiunea de polarizare sau frecvența; la polarizări directe dioda reprezintă o rezistență foarte mică. Comutatorii cu diode PIN sînt neinerțiali, iar unele construcții pot suporta puteri relativ mari. Totodată aceste diode pot fi utilizate ca modulatori de amplitudine, iar uneori (la semnale mici) ca atenuatori variabili.

C. *Tranzistori bipolari (TB)*

Datorită unor avantaje binecunoscute (dimensiuni mici, randament și cîștig de valori ridicate) au fost depuse eforturi tehnologice deosebite pentru a extinde frecvențele de funcționare a tranzistorului bipolar în domeniul microundelor. Elementele care influențează frecvența de funcționare pot fi împărțite în două grupe: 1) elemente asociate tranzistorului „intrinsec", adică structurii semiconductoare propriu-zise și 2) elementele „extrinseci" asociate contactelor ohmice, terminalelor și capsulei. Referindu-ne la prima categorie trebuie observat că ele depind de materialul utilizat, de dimensiunile și de profilurile de dopare ale regiunilor afirmate (emitor, bază, colector). Construcțiile specializate pentru microunde sînt de tipul NPN, iar ca materiale sînt recomandabile Si și GaAs; pentru micșorarea timpului de tranzit, τ_b, a purtătorilor minoritari prin bază, concentrația impurităților este neuniformă (tranzistori drift), cîmpul intern care ia naștere provoacă o viteză de drift importantă. Foarte răspîndite sînt construcțiile circulare (fig. 1.26, a), avînd profilul de dopare arătat în figura 1.26, b. Constanta de timp asociată emitorului, τ_e, poate fi micșorată prin funcționarea cu densități mari de curent, j_E; constanta de timp a colectorului, τ_c, poate fi micșorată prin funcționarea cu tensiuni de colector ridicate și utilizarea profilurilor de dopare din figura 1.26, b (se micșorează capacitatea de barieră și rezistența serie de volum). Terminalele și capsula sînt realizate de regulă din aliaje de Au și se aleg configurații geometrice pentru care

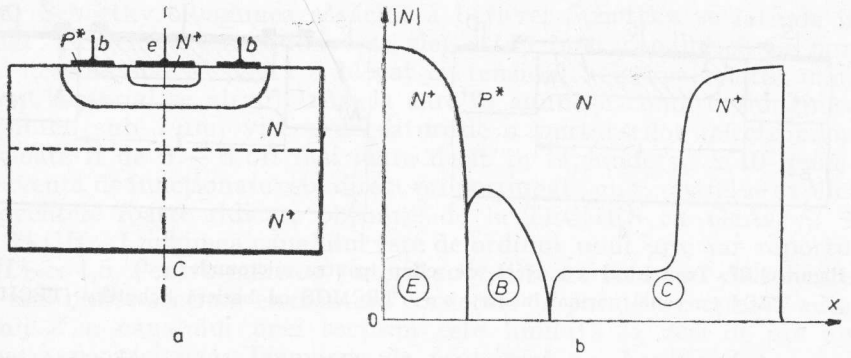


Figura 1.26. Tranzistori bipolari pentru microunde:
a — exemplu de construcție circulară; b — variația concentrației de dopare în emitor, bază și colector.

elementele parazite au valori minime. Există exemplare de tranzistori bipolari care funcționează pînă la frecvențe de 10 — 15 GHz.

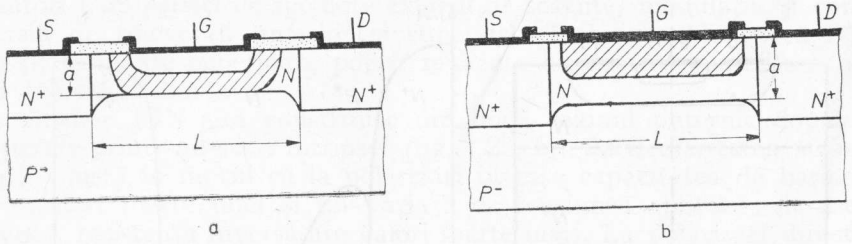
I.3.2. Tranzistori cu efect de cîmp

Perfecționările constructive aduse tranzistorilor cu efect de cîmp (TEC) în vederea creșterii frecvenței de funcționare se referă în principal la scurtarea canalului și precizia de realizare a structurilor poartă-canal și canal-substrat. Pentru o structură idealizată de tranzistor cu poartă joncțiune (TECJ) cu canal N, frecvența limită intrinsecă este direct proporțională cu mobilitatea purtătorilor, concentrația de dopare și raportul (a/L), unde a este lărgimea canalului, iar L lungimea sa. Dacă materialul este dat (GaAs sau Si) atunci se urmărește creșterea concentrației N_D și a raportului (a/L); considerente similare se pot face și pentru tranzistorii TECMOS.

În ultimul timp, pe baza unor tehnologii perfecționate (mascare electronică, gravură ionică, implantare ionică) au fost realizate construcții particulare de TEC care pot avea frecvențe de funcționare cuprinse între 4 și 80 GHz; două dintre acestea prezintă interes pentru microunde.

A. *Tranzistorul TECJ cu canal normal închis*

Printre neajunsurile tranzistorilor TECJ cu canal normal deschis se pot enumera: tensiunile prag necesare blocării canalului au valori relativ mari și sînt de semn opus față de tensiunea de drenă; ca-



a b

Figura 1.27. Tranzistori cu efect de cîmp pentru microunde:
a — TECJ cu canal normal închis; b — TECMOS cu barieră Schottky (TECMES).

pacităţi de intrare mari; raportul (a/L) nu poate fi micşorat întrucît deteriorează alţi parametri, cum ar fi transconductanţa g_m şi conductanţa de ieşire. Aceste neajunsuri sînt în mare măsură înlăturate în tranzistorul TECJ cu canal normal închis, a cărui construcţie simplificată este arătată în figura 1.27, a. Structura este asimetrică, cu canal de tip N: pe un substrat de mare rezistivitate (notat adesea P^-) prin implantare ionică se realizează canalul N, iar regiunile N^+ de la capete au rolul de a micşora rezistenţele ohmice ale porţiunilor de canal nemodulate; pe aceste regiuni se fixează sursa şi drena, iar poarta este constituită dintr-o regiune de tip P^+. Alegînd în mod corespunzător lărgimea canalului şi concentraţiile de dopare în poartă şi canal se urmăreşte ca în absenţa tensiunilor de alimentare regiunea sărăcită a joncţiunii P^+N să se întindă pe întreaga lărgime a canalului $(x_{n0} > a)$; pentru deschiderea canalului este necesară aplicarea unei tensiuni V_P pozitive pe poartă, adică de acelaşi sens ca V_D. Fiind dat că V_P are valori foarte mici, zecimi de volt, rezultă valori ridicate pentru transconductanţă, prin urmare şi frecvenţa de funcţionare va avea valori ridicate; au fost realizate canale foarte scurte, $L \simeq 1$ μm şi raportul $(a/L) \simeq 1/5$. Calculele efectuate de specialiştii firmei Thomson-CSF arată că în cazul unei construcţii foarte perfecţionate se poate ajunge ca frecvenţa maximă intrinsecă să fie de ordinul a 75 GHz.

B. *Tranzistori TEC cu barieră Schottky (TECMES)*

Din categoria tranzistorilor cu efect de cîmp, TECMES are performanţele cele mai ridicate, atît în ce priveşte frecvenţa de funcţionare, cît mai ales puterea de ieşire. Construcţia schematică este arătată în figura 1.27, b: pe un substrat P^-, de mare rezistivitate, se realizează canalul N prin implantare ionică; regiunile N^+ diminuează rezistenţele de volum ale canalului; poarta este constituită dintr-o peliculă metalică, care, împreună cu canalul, formează o barieră Schottky. Regiunea sărăcită a barierei Schottky se întinde în canal; elementele constructive se aleg astfel încît canalul să fie normal deschis, dar să poată fi blocat cu tensiuni negative relativ mici. Drept material se alege GaAs, la care în anumite condiţii (lungimea canalului sub 1 μm) viteza de saturaţie a purtătorilor (electronilor) v_s poate fi de 5 — 6 ori mai mare decît în Si, unde $v_s \simeq 10^7$ cm/s; frecvenţa de funcţionare este direct proporţională cu v_s, astfel se explică frecvenţele foarte ridicate obţinute de la TECMES cu GaAs, $f_{cr} \gtrsim$ $\gtrsim 80$ GHz. Lungimea canalului este de ordinul unui μm, iar raportul $(a/L) \simeq 1{,}5$. Pentru mărirea puterii se realizează structuri complicate, cu mai multe secţiuni elementare conectate în paralel: creşterea adîncimii Z a canalului unei secţiuni este limitată la zeci de μm din cauza apariţiei unor fenomene de propagare pe direcţia Z; au fost realizate structuri cu pînă la 50 secţiuni conectate în paralel, obţinîndu-se adîncimi echivalente $Z_{ec} \simeq 1000$ μm. Există exemplare de TECMES comercializate (NE 244) cu performanţe deosebit de ridicate: frecvenţa limită, $f_{cr} = 40$ GHz, cîştig maxim, $G_{max} = 17$ dB, factor de zgomot, $FZ = 1{,}5$ dB.

I.3.3. Tipuri speciale de dispozitive semiconductoare pentru microunde

În această categorie se includ dispozitivele semiconductoare „specializate" pentru utilizarea în microunde şi comutare ultrarapidă. Funcţionarea lor se bazează pe principii şi efecte noi, diferite de cele clasice utilizate în joncţiunile PN, TB şi TEC; principalele efecte utilizate în dispozitivele specializate sînt: efectul tunel, transferul de electroni (diode Gunn), multiplicarea în avalanşă şi timpul de tranzit, efectul tunel în supraconductori (efect Josephson), oscilaţiile superreţelelor (oscilatori Bloch).

A. *Diode tunel*

Constructiv dioda tunel (DT) reprezintă o joncţiune PN formată din semiconductori degeneraţi, la care concentraţiile de dopare cu impurităţi sînt mai mari decît densităţile efective de stări în banda de conducţie (BC) şi cea de valenţă (BV), astfel la echilibru termodinamic are loc suprapunerea benzilor (fig. 1.28, a). La polarizări inverse şi la polarizări directe ce nu depăşesc 0,5 — 0,8 V curentul prin diodă este datorat efectului tunel interbenzi. Acest efect constă în tunelarea cuantică de către electroni a barierei energetice localizate la interfaţa PN; electronii pot efectua tunelări din BV în BC cît şi viceversa.

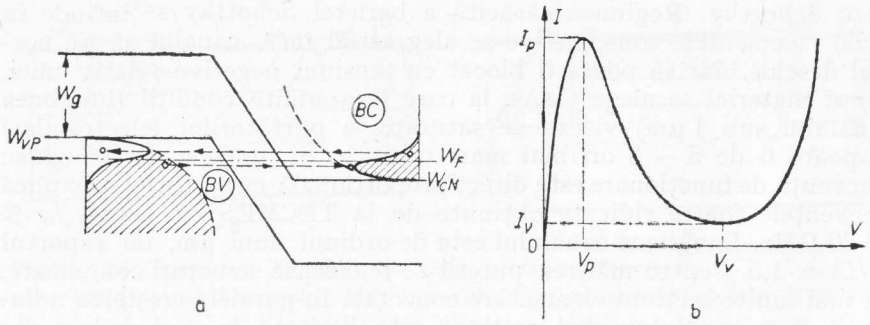


Figura 1.28. Dioda tunel:
a — modelul benzilor energetice; b — caracteristica voltamperică statică.

Probabilitatea de tunelare este funcție de sensul și valoarea tensiunii de polarizare: la polarizări inverse probabilitatea este mai mare pentru electronii care trec din BV a regiunii P în BC a regiunii N, astfel prin DT trece un curent tunel invers; la polarizări directe nu prea mari, probabilitatea de tunelare este mai mare pentru electronii care trec din BC a regiunii N în BV a regiunii P, astfel prin DT trece un curent tunel direct; la tensiuni directe mai mari prin DT trece un curent de difuzie ca și în joncțiunea PN clasică. Particularitatea deosebită a DT constă în faptul că la polarizări directe caracteristica volt-amperică conține o porțiune de rezistență diferențială negativă (fig. 1.28, b), astfel dioda poate funcționa în regim de generare și amplificare a semnalelor de r.f. Deși efectul tunel este practic fără inerție, frecvențele de funcționare sînt limitate de către elementele parazite asociate joncțiunii (capacitatea și rezistența diferențială); frecvența maximă intrinsecă de oscilație este cuprinsă între $f_{cr} = 2$ și 100 GHz. Experimental au fost realizați generatori cu frecvențe ce pot merge pînă la 10 — 15 GHz; neajunsul principal al generatorilor și amplificatorilor cu DT constă în puterile de ieșire foarte mici, de ordinul 1 — 5 mW. Dioda tunel este realizată prima dată de L. Esaki în 1958; materialele cele mai utilizate sînt Ge, Si, GaAs.

B. *Dispozitive cu transfer de electroni (DTE)*

Prin calcule efectuate pe calculatorul electronic și prin măsurători experimentale este stabilit că la majoritatea semiconductorilor banda de conducție conține un anumit număr de subbenzi. Limita inferioară a benzii de conducție variază în lungul diferitelor axe cristalografice, prezentînd mai multe minime și maxime (limita inferioară a BC considerată în calculele simplificate corespunde minimului cel mai jos situat); de exemplu, în cazul GaAs variația energiei în BC are forma arătată în figura 1.29, a. Considerînd un eșantion din GaAs de tip N (fig. 1.29, b) se constată că variația vitezei electronilor în funcție de cîmpul electric aplicat conține o porțiune de pantă negativă; pe această porțiune a caracteristicii $\bar{v}(E)$ dispozitivul prezintă o rezistență diferențială negativă de volum (RDNV) Apariția RDNV în eșantione semiconductoare poate fi explicată prin transferul de electroni între minimul fundamental și cel satelit. În minimul fundamental electronii au masa efectivă m_1^*, mobilitatea μ_1 și densitatea de stări g_{1c}; în minimul satelit electronii sînt caracterizați prin mărimile m_2^*, μ_2, g_{2c}. În general, $m_1^* < m_2^*$, $\mu_1 > \mu_2$, $g_{1c} < g_{2c}$; la GaAs avem $m_1^*/m_2^* = 0{,}06$, $\mu_1/\mu_2 = 60 - 80$, $g_{1c}/g_{2c} \simeq 1/60$; concentrațiile în cele două minime sînt notate n_1, respectiv, n_2, iar concentrația totală este $n_0 = n_1 + n_2$. La temperaturi scăzute și cîmpuri slabe ($E < E_a$) toți electronii se află în minimul fundamental și curentul prin eșantion urmează legea $j_1 = qn_0\mu_1 E$; în prezența unor cîmpuri intense $E > E_b$, curentul prin dispozitiv urmează legea $j_2 = qn_0\mu_2 E$. Pentru cîmpuri intermediare, $E_a < E < E_b$, curentul prin eșantion are expresia $j = qn_0\bar{v}$, unde $\bar{v} = \bar{\mu}E$ iar $\bar{\mu} = (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)/n_0$ reprezintă mobilitatea medie a electronilor. Caracteristica $j(E)$ a dispozitivului va prezenta o porțiune de rezistență diferențială negativă (fig. 1.29, c), dacă pentru materialul utilizat are loc inegalitatea $\mu_1 E_a < \mu_2 E_b$. Desigur este necesar ca pentru semiconductorul utilizat să avem $\Delta W < W_g$, astfel încît transferul de electroni din minimul fundamental în cel satelit să aibă loc la

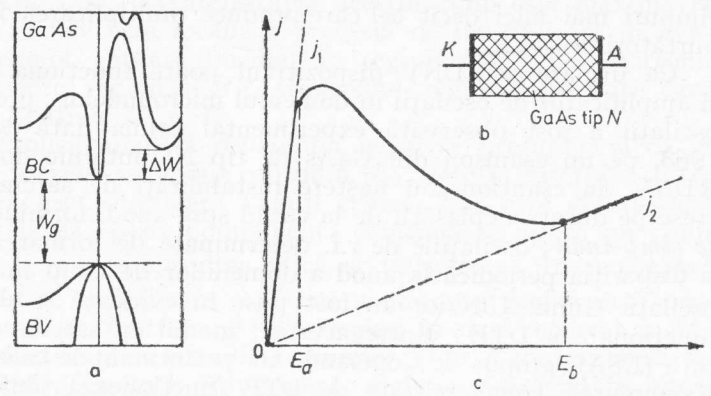


Figura 1.29. Dispozitive cu transfer de electroni (Gunn):
a — structura benzilor permise BV și BC; b — principiul constructiv; c — forma caracteristicii $j(E)$.

cîmpuri mai mici decît cel care produce multiplicarea în avalanșă a purtătorilor.

Ca urmare a RDNV dispozitivul poate funcționa ca generator și amplificator de oscilații în domeniul microundelor ; prezența acestor oscilații a fost observată experimental prima dată de J. Gunn în 1963, pe un eșantion din GaAs de tip N, puternic dopat. Datorită RDNV, în eșantion iau naștere instabilități de sarcină spațială ce cresc pe durata deplasării de la catod spre anod, formîndu-se *domenii de cîmp înalt* ; oscilațiile de r.f. determinate de formarea, propagarea și dispariția periodică la anod a domeniilor de cîmp înalt se numesc oscilații Gunn. Ulterior au fost puse în evidență și alte moduri de funcționare a DTE ; dintre acestea, modul cu sarcină spațială limitată (LSA), propus de Copeland, are performanțele cele mai ridicate. Exemplarele comercializate de DTE funcționează pînă la frecvențe de 100 GHZ ; în unele machete experimentale au fost obținute oscilații cu frecvența $f \simeq 200$ GHz.

C. *Diode IMPATT*

Se estimează că aceste diode au cele mai ridicate performanțe în microunde (frecvențe limită, puteri de ieșire și randament) în comparație cu alte dispozitive semiconductoare. Funcționarea diodelor IMPATT (*Imp*act Ionization *A*valanche and *T*ransit *T*ime) ca generator și amplificator de microunde se bazează pe apariția unei rezistențe negative în acest domeniu al lungimilor de undă. Așa cum indică denumirea, la apariția rezistenței negative concură două procese distincte : multiplicarea în avalanșă a purtătorilor prin ionizare de impact și timpul de tranzit. O structură IMPATT specializată pentru microunde este propusă prima dată de W. Read în 1958. Reprezentarea schematică a structurii de tipul P^+NIN^+ este arătată în figura 1.30, a ; variația cîmpului la polarizări inverse este

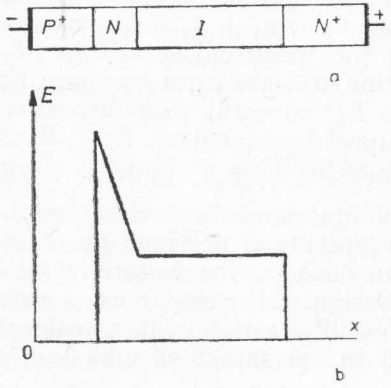


Figura 1.30. Diode IMPATT (Read) :
a — structura fizică ; b — variația cîmpului cu distanța.

arătată în figura 1.30, b. Intensitatea acestui cîmp este maximă la interfața P^+N, unde este localizat procesul de multiplicare în avalanșă : golurile sînt captate imediat în regiunea P^+, iar electronii se deplasează spre regiunea N^+, traversînd regiunea sărăcită care se întinde pe spațiile N și I.

Pentru a explica apariția rezistenței negative presupunem că în structură este prezent un cîmp continuu, E_0, care la interfața P^+N are intensitatea ușor inferioară valorii critice, E_{cr}, care declanșează procesul de avalanșă ; peste componenta continuă se aplică un cîmp de microunde $\tilde{E}$, de amplitudine mică și pulsație ω. În momentul cînd E_0 și $\tilde{E}$ sînt de același sens și $\tilde{E}$ este maxim, se declanșează procesul de avalanșă la interfața P^+N ; alegînd în mod adecvat materialul semiconductor, dimensiunile regiunilor P și I și profilurile de dopare, electronii rezultați traversează regiunea sărăcită în alternanță frînantă pentru ei a cîmpului $\tilde{E}$; prin urmare, are loc un transfer net de energie de la electroni spre cîmpul de r.f. Concentrația electronilor la interfața P^+N atinge valoarea maximă la intervalul τ_a după declanșarea avalanșei ; notînd prin τ_{tr} timpul de tranzit al electronilor prin regiunea sărăcită, condiția optimă de funcționare a diodei Read ca generator de microunde se realizează cînd $\omega(\tau_a + \tau_{tr}) \simeq \pi$. În descrierea de mai sus s-a presupus regimul de semnal mic $\tilde{E} \ll E_0$, astfel pe întreg spațiul de tranzit electronii se deplasează tot timpul în același sens cu viteza de saturație $v_s (\simeq 10^7$ cm/s).

În primele diode IMPATT, care funcționau în regim de semnal mic randamentul avea valori scăzute, $\eta < 25\%$; ulterior au fost propuse moduri IMPATT cu puteri de ieșire și randamente ridicate. Dintre acestea un interes deosebit îl prezintă modul IMPATT de mare randament numit TRAPATT (*Tra*pped *P*lasma *A*valanche *T*riggered *T*ransit) ; cele mai bune rezultate pentru acest mod s-au obținut cu structura N^+PP^+. Particularitatea modului TRAPATT constă în faptul că avalanșa care ia naștere inițial la interfața N^+P se propagă prin regiunea de tranzit producînd în urma sa o plasmă de mare concentrație, formată din electroni și goluri. Acest proces poate avea loc dacă avalanșa este foarte puternică ; în momentul declanșării avalanșei cîmpul electric are valori foarte mari, datorită în special componentei alternative suprapuse peste cea continuă, situație ce poate fi realizată numai în condiții de semnal mare. Declanșarea unei noi avalanșe la interfața N^+P este posibilă numai după evacuarea totală a plasmei produsă de către avalanșa precedentă ; însă evacuarea plasmei din regiunea de tranzit se face într-un interval de timp relativ mare, deoarece vitezele purtătorilor sînt mai mici decît cea de saturație (în regiunea de tranzit umplută cu plasmă intensitatea cîmpului este mică). Astfel se explică faptul că în modul TRAPATT frecvența oscilațiilor este mai mică decît la modul IMPATT.

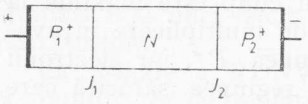


Figura 1.31. Structura diodei BARITT.

O altă structură interesantă care folosește timpul de tranzit pentru obținerea rezistențelor negative în gama microundelor este dioda BARITT (*Barrier Injection and Transit Time*), propusă de G. Wright în 1968. Structura simplificată, $P_1^+NP_2^+$, este reprezentată în figura 1.31; prin aplicarea unei tensiuni continue cu + pe terminalul din stînga (P_1^+) joncțiunea P_1^+N este polarizată direct, iar P_2^+N invers. Pentru tensiuni $V_0 < V_P$, unde V_P reprezintă tensiunea de penetrație totală a regiunii N de către regiunea sărăcită a joncțiunii J_2, curentul prin diodă are valori foarte mici; pentru tensiuni $V_0 \gtrsim V_P$, are loc penetrația totală a regiunii N și curentul crește rapid. Golurile injectate din P_1^+ în N se deplasează spre reniunea P_2^+, traversînd regiunea sărăcită N; dacă unghiul de tranzit $\theta_{tr} = \omega\tau_{tr}$ este cuprins între π și 2π dioda prezintă o rezistență negativă pentru circuitul extern și poate funcționa ca generator sau amplificator de microunde.

D. *Alte tipuri de dispozitive semiconductoare speciale*

a) **Generatori cu joncțiuni supraconductoare (Josephson).** Dacă două regiuni supraconductoare sînt separate printr-un strat izolator foarte subțire, $x_1 = 10 - 15$ Å, se observă că funcțiile de undă care descriu tranzițiile electronilor prin structură prezintă o coerență de fază foarte pronunțată. Este demonstrat de către Josephson (1965) că printr-o astfel de structură (numită joncțiune Josephson) va trece un curent I_0, de intensitate mai mică decît o anumită valoare critică, chiar la tensiuni de polarizare egale cu zero. Creșterea în continuare a curentului necesită aplicarea unei tensiuni V_0 pe joncțiune; astfel peste curentul I_0 se suprapune un curent alternativ a cărui frecvență este determinată de relația $h\nu = 2qV_0$. La $V_0 = 1$ mV se obține frecvența de 483,6 GHz. Pentru tensiuni cuprinse între 1 și 10 mV dispozitivul poate funcționa în gama undelor submilimetrice; straturile izolatoare cu grosimi de 15 Å pot suporta astfel de tensiuni. Principalul neajuns al generatorilor cu joncțiuni Josephson este puterea foarte mică, $P_{ieș} \simeq 10^{-3}$ μW; acest neajuns decurge din faptul că stratul izolator trebuie să fie foarte subțire, ceea ce îi conferă o rezistență foarte mică, de regulă $\lesssim 1\ \Omega$. Utilizîndu-se suprajoncțiuni din niobiu au fost realizați generatori acordabili în gama undelor submilimetrice; însă principalele aplicații sînt mixarea și detecția superheterodină.

b) **Oscilatori Bloch.** S-a observat (L. Esaki, R. Tsu, 1970) că într-o structură plană de superrețea, depusă pe un monocristal semiconductor, procesele de transport al electronilor prezintă unele particularități dacă drumul liber mijlociu al electronilor este mai mare decît perioada superrețelei. Structura de benzi pe direcția superrețelei este esențial modificată: are loc reducerea zonei Brillouin și totodată divizarea benzilor permise în minibenzi separate prin benzi interzise. În fiecare minibandă curba $W(\vec{k})$ are cîte un punct de inflexiune local; în prezența unor cîmpuri electrice moderate electronii capătă un impuls important după punctul de inflexiune local și înainte de a se ciocni de rețea; aceasta duce la apariția unei conductanțe diferențiale negative. Dacă timpul de împrăștiere a electronilor este suficient de mare, atunci electronii suferă o serie de reflexii Bragg succesive și coerente la limitele minibenzilor; apar astfel *oscilații Bloch*, a căror frecvență este determinată de relația $h\nu = qE_{sr}d = qV_0$, unde E_{sr} este cîmpul aplicat în direcția superrețelei, d este perioada superrețelei, iar V_0 este diferența de potențial dintre două straturi succesive ale superrețelei. De exemplu, avînd $E_{sr} \simeq 10^3$ V/cm și $d \simeq 200$ Å se obțin oscilații pe frecvența de 500 GHz. Rezultate experimentale promițătoare s-au obținut cu o structură multistrat GaAs—GaAlAs, în care s-au putut realiza între 40 și 100 perioade, fiecare cu grosimea de 60 — 75 Å.

I.4. Asupra clasificării dispozitivelor electronice pentru microunde

În încheierea capitolului se prezintă o clasificare generală a dispozitivelor electronice pentru microunde, sub forma unui tablou (fig. 1.32). Nu toate dispozitivele incluse în tablou au aceeași importanță practică; de asemenea, în lucrare au fost tratate numai o parte dintre ele. Atenția principală este îndreptată asupra dispozitivelor specializate pentru microunde, care funcționează în regim de generare și amplificare. Astfel, din categoria tuburilor electronice sînt tratate pe larg dispozitivele cu timp de tranzit mare, cum sînt clistroanele, tuburile cu undă progresivă și undă inversă, magnetronul cu cavități multiple. Din categoria dispozitivelor semiconductoare sînt abordate în detaliu cele din categoria III. 3 (în funcționarea cărora un rol important este jucat tot de către timpul de tranzit), tranzistorii cu efect de cîmp și unele tipuri particulare de dispozitive bipolare.

Aria de utilizare a dispozitivelor cu plasmă în microunde este deocamdată limitată din cauza proceselor complicate (care uneori nu sînt strict controlabile) din plasmă.

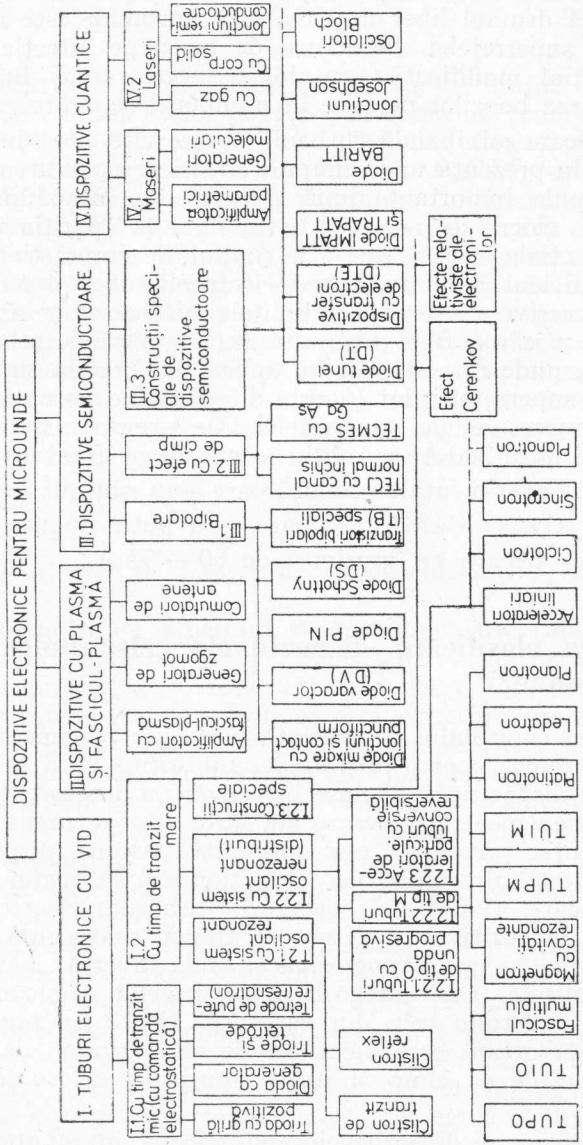


Figura 1.32. Clasificarea dispozitivelor electronice pentru microunde.

Din cauza spațiului limitat, în lucrare nu sînt abordate două categorii importante, anume acceleratorii de particule și dispozitivele cuantice ; aceste dispozitive pot face obiectul unor lucrări de sine stătătoare.

BIBLIOGRAFIE (CAP. I)

1. F. W. Sears, M. W. Zemansky, *College Physics*, ed. a III-a, Addison-Wesley Book Co 1960.
2. J. C. Slater, *Microwave electronics*, Dover Publications Inc. New York, 1969.
3. R. Warnecke, „Convegns di elettronica e televisione", Milano *2*, 706, 1954.
4. A. F. Harvey, *Microwave engineering*, Academic Press, N. Y. — London, 1963.
5. J. E. Rowe, *Nonlinear electron-wave interaction phenomena*, Academic Press, New York-London, 1965.
6. R. Kühn, *Mikrowellenantennen*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1964.
7. H. A. Watson, *Microwave semiconductor devices and their circuit applications*, Mc Graw-Hill, 1969.
8. S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley and Sons, New York, 1969.
9. A. M. Kuguşev, N. S. Golubeva, *Osnovî radioelecktroniki*, Izdat. Energhia, Moskva, 1969.
10. G. Rulea, *Tehnica frecvențelor foarte înalte*, E.D.P., București, 1972.
11. D. D. Sandu, *Electronica fizică*, Editura Academiei R.S.R., București, 1973.
12. D. H. Martin, K. Mizumo, *The generation of coherent submillimetre waves*, „Advances in Physics", *25*, Nr. 3, p. 211—246, 1976.
13. * * * *Millimetrovîe submillimetrovîe volnî*, Sbornik statei, red. R. G. Mirimanov, Izdat. Inostr. Lit., Moskva, 1959.
14. V. F. Vlasov, *Elektronnîe i ionnîe priborî*, ed. a II-a, Gosizdat Sveazi i Radio, Moskva, 1960.
15. I. V. Lebedev, *Microwave electronics*, MIR Publishers, Moscow, 1974.
16. P. L. Kapiţa, Elektronika bolşih moşcinostei, Izdat. Adak. Nauk, Moskva, 1962.

Partea I

DISPOZITIVE CU FASCICUL ELECTRONIC

Capitolul II

CLISTRONUL DE TRANZIT

II.1. Considerații generale asupra construcției și funcționării

Clistronul de tranzit reprezintă un tub electronic utilizat pe scară largă pentru amplificarea semnalelor în domeniul microundelor; acest tip de clistron poate avea 2—6 cavități rezonante, dintre care prima servește pentru aplicarea semnalului de intrare, iar ultima pentru extragerea semnalului amplificat. Construcția unui clistron cu două cavități rezonante este arătată schematic (secțiune longitudinală) în figura 2.1. Deosebim următoarele părți principale: *tunul electronic*, format din catodul K și anodul de accelerare perforat (grilă), A; *cavitățile rezonante* de intrare, R_1, și ieșire, R_2; *spațiul de grupare* sau drift, D; *colectorul* de electroni, C. Întreg spațiul în care se formează și se deplasează fluxul de electroni constituie o incintă vidată avînd presiunea $p = 1{,}33 \cdot 10^{-5}$ N/m² (10^{-7} torr).

Funcționarea decurge astfel. Electronii ajung la prima cavitate rezonantă cu viteza $v_0 = (2qU_0/m)^{1/2}$, unde U_0 este tensiunea continuă aplicată pe anodul (grila) de accelerare; totodată electronii sînt focalizați de către sistemul catod-anod (uneori este prevăzut și un electrod special de focalizare), astfel electronii străbat prima cavitate sub forma unui fascicul bine focalizat. Semnalul de intrare aplicat

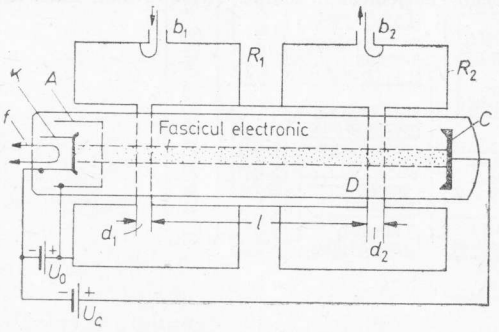


Figura 2.1. Construcția clistronului de tranzit cu două cavități rezonante.

prin intermediul buclei de cuplaj b_1 creează în interiorul cavității R_1 un cîmp de r.f. a cărui componentă longitudinală are intensitatea maximă în spațiul d_1 dintre diafragmele perforate (grile). Pe durata cît străbate spațiul d_1 viteza electronilor este modulată de către cîmpul de r.f.: electronii care străbat distanța d_1 cînd acționează un cîmp de r.f. frînant suferă o ușoară micșorare a vitezei, iar electronii care străbat această distanță cînd acționează un cîmp r.f. accelerator suferă o ușoară creștere a vitezei. În felul acesta, cîmpul de r.f. din cavitatea de intrare (numită cavitate modulatoare) produce *modulația de viteză* a electronilor din fascicul. Deplasarea în continuare a electronilor în spațiul de grupare (drift), D, este însoțită de un proces de *grupare a electronilor*, în sensul că densitatea fasciculului electronic devine neuniformă: se formează porțiuni de densitate mai mare, separate între ele prin porțiuni de densitate mai mică; se poate spune că modulația de viteză s-a transformat într-o *modulație de densitate* a fasciculului electronic. Procesul de grupare este cu atît mai accentuat cu cît timpul de tranzit τ_{tr} al electronilor în spațiul de grupare este mai mare; în general $\tau_{tr} \geqslant 5T_0$ (T_0 este perioada semnalului de microunde). Datorită acestui fapt clistronul de tranzit se mai numește tub cu modulație de viteză și timp de tranzit, acesta din urmă fiind un factor folositor și nu unul limitant ca în cazul tuburilor cu comandă electrostatică. După parcurgerea spațiului de drift grupurile de electroni traversează spațiul d_2 dintre diafragmele cavității rezonante de ieșire, cu o rată de repetiție egală cu frecvența semnalului de intrare. Aceste grupuri induc curenți (inducție electrostatică) în pereții interiori ai cavității, iar cîmpul de r.f. care ia naștere între diafragme este frînant pentru grupurile dense de electroni; astfel are loc un transfer de energie de la flux spre cîmpul de r.f. Prin urmare o fracțiune importantă din energia cinetică a electronilor, acumulată de la tensiunea de accelerare U_0, este convertită în energie de r.f., care este transferată sarcinii prin intermediul buclei b_2. Cîmpul de r.f. din cavitatea de ieșire are intensitatea mult mai mare decît în cavitatea de intrare și reprezintă semnalul amplificat. După ieșirea din cavitatea R_2 electronii sînt captați de către colector, unde restul de energie cinetică este disipată sub formă de căldură; de regulă, colectorul este conectat la tensiunea U_0, însă uneori poate avea o sursă separată (ca în figura 2.1).

Pot fi subliniate cîteva particularități ale clistronului față de tuburile cu comandă electrostatică: a) utilizează *comanda dinamică* a faciculului de electroni prin intermediul modulației de viteză, care ulterior se transformă în modulație de densitate (timpul de tranzit constituie un factor util); b) se utilizează principiul *curentului indus* (electrostatic) în cavitatea de ieșire, iar funcția de extragere a energiei de r.f. este separată de cea a colectorului de electroni; c) sînt utilizate cavități rezonante de intrare și ieșire total separate între ele,

iar în spațiul de interacțiune a fluxului cu aceste cavități lipsește cîmpul static.

În clistroanele de putere mare apar probleme suplimentare de menținere a focalizării fasciculului, în special în porțiunile de densitate maximă, unde acționează forțe puternice de respingere electrostatică; de asemenea, sînt necesare instalații de răcire forțată a colectorului.

În continuare se prezintă analiza principalelor procese din clistronul de tranzit, precum și unele considerații asupra variantelor constructive și a performanțelor. Faptul că analiza tuburilor speciale de microunde începe cu clistronul de tranzit (cu două cavități) nu este justificată prin aria de utilizare, ci prin simplitatea de abordare: procesele de modulație de viteză, grupare și transfer al energiei flux-cavitate au loc în spații separate, astfel ele pot fi tratate într-o manieră secvențială.

II.2. Modulația de viteză și gruparea fasciculului electronic

În cadrul analizei proceselor din clistronul de tranzit vom utiliza, într-o primă aproximație, o teorie de semnal mic (teorie liniară); există însă situații cînd rezultatele obținute prin teoria de semnal mic sînt nesatisfăcătoare, deoarece nu pot da informații asupra cîștigului de saturație, a variațiilor de fază și a eficienței (randamentului), în special la amplificatorii și generatorii de putere.

Pentru înțelegerea mai exactă a proceselor de modulație și grupare ne referim la figura 2.2. Jos (figura 2.2,a) este reprezentată variația tensiunii de r.f. între diafragmele cavității de intrare; în mod convențional această tensiune se suprapune peste tensiunea de accelerare, U_0, pentru a se pune în evidență faptul că $U_1 \ll U_0$. În mijloc (figura 2.2, b) sînt reprezentate graficele de mișcare a electronilor în spațiul de grupare, drept origine pentru timp luîndu-se momentul cînd electronii părăsesc cavitatea R_1. Panta diferitelor drepte este proporțională cu viteza electronilor. Se observă că electronii care traversează cavitatea cînd tensiunea u_1 (și cîmpul de r.f.) trece prin zero, adică în momentele $\varphi_1 = \omega t = n\pi$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$, intră în spațiul de grupare cu viteza neschimbată. Gruparea (creșterea densității fluxului) are loc în jurul electronilor cu viteza neschimbată care traversează cavitatea R_1 în momentele $\varphi_1 = 2n\pi$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$, adică atunci cînd tensiunea $u_1(t)$ trece prin zero, variind de la frînantă spre acceleratoare, iar în jurul electronilor cu viteza neschimbată care traversează cavitatea în momentele $\varphi_1 = (2n + 1)\pi$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ vor avea loc „rarefieri", adică micșorări ale densității fasciculului. Tot din grafice se observă că după atingerea unei densități maxime începe un fenomen de degrupare (micșorare a densității fluxului). Lungimea spațiului de grupare (distanța l) și amplasarea cavității de ieșire R_2

14-73

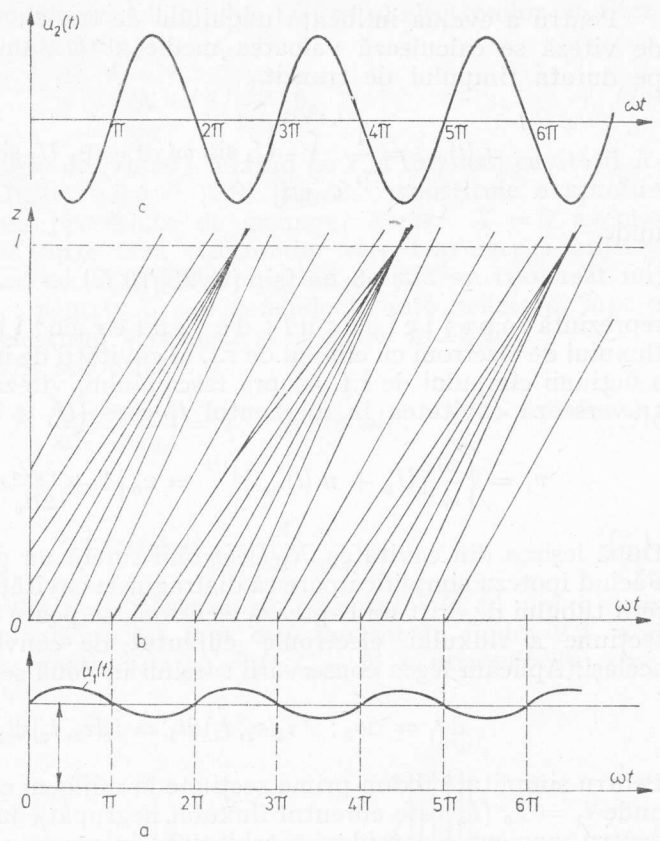


Figura 2.2. Principiul modulației de viteză:
a — tensiunea din cavitatea de intrare; b — traiectoriile electronilor; c — tensiunea din cavitatea de ieșire.

trebuie astfel alese încît grupurile de electroni să traverseze spațiul d_2 dintre diafragme atunci cînd au densitatea maximă. Cavitatea rezonantă de ieșire este acordată pe aceeași frecvență ca și cea de intrare, iar faza tensiunii u_2 (fig. 2.2, c) dintre diafragme se stabilește astfel încît să fie frînantă pentru *grupurile* de electroni și acceleratoare pentru *rarefieri*. În decursul unei perioade mai mulți electroni sînt frînați decît accelerați, astfel are loc un transfer net de energie de la flux spre cavitate.

Unghiul de tranzit al electronilor între diafragmele cavității R_1 este foarte mic, fiind determinat în principal de către viteza v_0

$$\theta_1 = \omega\tau_1 = \omega d_1/v_0. \qquad (2.1)$$

Pentru a evalua influența unghiului de tranzit asupra modulației de viteză se calculează valoarea medie a tensiunii $u_1(t) = U_1 \sin \omega t$ pe durata timpului de tranzit

$$u_1(t)_{med} = \frac{1}{\tau_1} \int_{t_1-\tau_1/2}^{t_1+\tau_1/2} U_1 \sin \omega t \, dt = \beta_1 U_1 \sin \omega t_1, \tag{2.2}$$

unde

$$\beta_1 = [\sin (\theta_1/2)]/(\theta_1/2) \tag{2.3}$$

reprezintă coeficientul de interacțiune (cuplaj) al fluxului de electroni cu cîmpul de r.f. al cavității de intrare. Ca urmare a acțiunii cîmpului de r.f. asupra fasciculului, viteza electronilor care traversează cavitatea în momentul t_1 este ($U_1 \ll U_0$)

$$v_1 = \left\{ \frac{2q}{m} [U_0 + u_1(t)_{med}] \right\}^{1/2} = v_0 \left(1 + \frac{\beta_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 \right). \tag{2.4}$$

După ieșirea din cavitatea R_1 electronii suferă un proces de grupare. Făcînd ipoteza simplificatoare că diafragmele cavității rezonante și pereții tubului de drift nu captează electroni, se poate admite că în orice secțiune a fluxului electronic curentul de convecție mediu este același. Aplicăm legea conservării sarcinii în două secțiuni ale fluxului

$$dq_1 = dq_2; \quad i_1(z_1, t_1)dt_1 = i_2(z_2, t_2)dt_2. \tag{2.5}$$

Pentru simplitate fixăm prima secțiune la mijlocul cavității de intrare unde $i_1 = I_0$ (I_0 este curentul fluxului negrupat), iar a doua secțiune pentru moment o considerăm arbitrară; în aceste condiții din ultima relație rezultă

$$i_2(z, t_2) = \frac{I_0}{| dt_2/dt_1 |} \tag{2.6}$$

(s-a luat valoarea absolută a raportului dt_2/dt_1 deoarece în general acest raport poate fi atît pozitiv cît și negativ). Pentru găsirea expresiei raportului dt_2/dt_1 se observă că electronii care au traversat cavitatea R_1 la timpul t_1 sosesc la distanța z în momentul

$$t_2 = t_1 + \frac{z}{v_1} = t_1 + \frac{z}{v_0} - \frac{\beta_1 U_1}{2U_0 v_0} z \sin \omega t_1. \tag{2.7}$$

Multiplicînd cu ω ambele părți ale egalității se obține

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1, \tag{2.8}$$

unde $\theta_0 = \omega z/v_0$ reprezintă unghiul de tranzit al electronilor cu viteza neschimbată, iar mărimea

$$X = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \theta_0 \tag{2.9}$$

reprezintă *parametrul de grupare*. Fixînd pe z la mijlocul cavității R_2, reprezentarea grafică a relației (2.9) (fig. 2.3) constituie o aprofundare în înțelegerea procesului de grupare. Pentru $X = 0$ avem o dependență liniară între faza electronilor care traversează mijlocul cavității R_2 și faza acelorași electroni cînd aceștia au traversat mijlocul cavității R_1; pentru $X \neq 0$ dependența este neliniară, fapt ce atestă că există electroni accelerați și electroni încetiniți.

Din relația (2.8) se obține

$$\frac{dt_2}{dt_1} = \frac{d(\omega t_2)}{d(\omega t_1)} = 1 - X \cos \omega t_1; \tag{2.10}$$

prin urmare (2.6) devine

$$i_2(z, t_2) = \frac{I_0}{| 1 - X \cos \omega t_1 |}. \tag{2.11}$$

Din ultima relație se observă că curentul $i_2(z, t_2)$ are o forme puternic nesinusoidală; acest fapt este ilustrat în figura 2.4, undă este reprezentată funcția $i_2(z, t_2) = f(\omega t_2 - \theta)$ pentru diferite valori

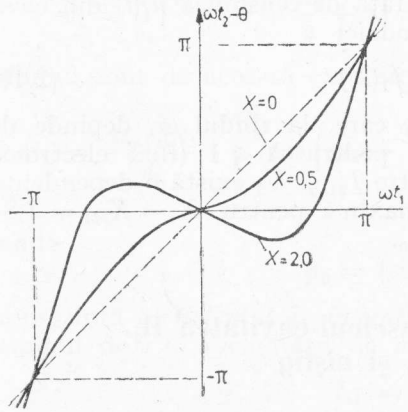


Figura 2.3. Variația unghiului de tranzit pentru diferiți parametri de grupare.

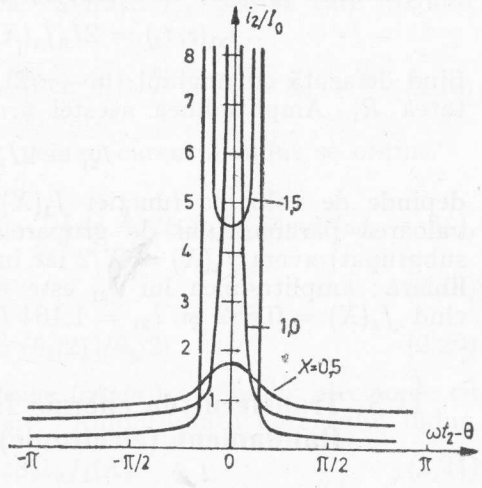


Figura 2.4. Valoarea normată a curentului grupat $i_2(z, t)$ în funcție de unghiul de tranzit.

18—112

ale parametrului de grupare. Dacă $X \ll 1$ curentul are un singur maxim pe durata unei perioade; neglijînd pierderile de sarcină și efectele sarcinii spațiale, amplitudinea maximului corespunzător valorii $X = 1$ tinde la infinit; în cazul $X > 1$ curentul are două maxime pe durata unei perioade și se spune că fluxul este *supragrupat*.

În studiul proceselor de interacțiune a fluxului grupat cu cavitatea R_2 interesează în principal amplitudinea componentelor de frecvență $n\omega$ ($n = 1, 2, \ldots$) și fazele corespunzătoare. Pentru determinarea amplitudinii diferitelor componente se efectuează o descompunere în serie Fourier a expresiei (2.11) după argumentul $(\omega t_2 - \theta)$

$$i_2(z, t_2) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n(\omega t_2 - \theta_0) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n(\omega t_2 - \theta_0). \quad (2.12)$$

Efectuînd calculele rezultă

$$i_2(z, t_2) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_0 J_n(nX) \cos n(\omega t_2 - \theta_0), \quad (2.13)$$

unde

$$J_n(nX) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos n(\omega t_1 - X \sin \omega t_1)\, \mathrm{d}(\omega t_1) \quad (2.14)$$

sînt funcții Bessel de speța I și ordin n, avînd argumentul nX. Funcțiile Bessel sînt date sub formă de grafice sau sînt tabelate. Prima armonică a curentului grupat, care traversează cavitatea R_2, are expresia

$$i_{21}(z, t_2) = 2I_0 J_1(X) \cos(\omega t_2 - \theta_0), \quad (2.15)$$

fiind defazată cu unghiul $(\theta - \pi/2)$ față de tensiunea $u_1(t)$ din cavitatea R_1. Amplitudinea acestei armonici

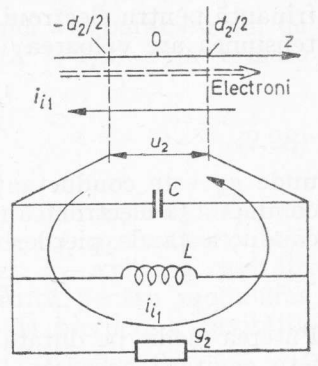
$$I_{21} = 2I_0 J_1(X) \quad (2.16)$$

depinde de valoarea funcției $J_1(X)$, care, la rîndul ei, depinde de valoarea parametrului de grupare: pentru $X \ll 1$ (flux electronic subgrupat) avem $J_1(X) = X/2$ iar între I_{21} și U_1 există o dependență liniară; amplitudinea lui I_{21} este maximă pentru $X = X_{opt} = 1{,}84$ cînd $J_1(X) = 0{,}582$ și $I_{21} = 1{,}164\, I_0$.

II.3. Transferul de energie fascicul-cavitatea R_2. Randament (electronic) și cîștig

Este cunoscut că distribuția cîmpului electromagnetic într-o cavitate rezonantă este de așa natură încît cîmpul electric este maxim în spațiul dintre diafragme, avînd direcția perpendiculară pe acestea,

Figura 2.5. Interacțiunea fluxului electronic grupat cu cavitatea rezonantă de ieșire.



iar cîmpul magnetic este maxim aproximativ în centrul dreptunghiului care generează torul exterior. Astfel, la reprezentarea cavității rezonante printr-un circuit oscilant echivalent, elementele C, L și g_2 pot fi dispuse ca în figura 2.5. Traversînd cavitatea R_2, fluxul grupat dă naștere unui curent de inducție (electrostatică), avînd expresia (prima armonică)

$$i_{i1}(t_2) = \frac{1}{d_2} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} i_{21}(z, t_2)\, \mathrm{d}z. \quad (2.17)$$

În scopul explicitării dependenței de z a curentului $i_2(z, t_2)$ se consideră un punct z între diafragmele cavității R_2, pentru care unghiul de tranzit este

$$\theta_2 = \frac{\omega}{v_0}\left(\frac{d_1}{2} + l + \frac{d_2}{2} + z\right) = \frac{\theta_1}{2} + \theta_l + \frac{\theta_2}{2} + \frac{\omega z}{v_0} = \theta_{0l} + \frac{\omega z}{v_0}. \quad (2.18)$$

Ținînd cont de această expresie, pentru curentul indus se obține

$$i_{i1}(t_2) = \frac{2I_0 J_1(X)}{d_2} \int_{-d_2/2}^{d_2/2} \cos\left(\omega t_2 - \theta_{0l} \frac{\omega z}{v_0}\right) \mathrm{d}z = 2\beta_2 I_0 J_1(X) \cos(\omega t_2 - \theta_{0l}), \quad (2.19)$$

unde

$$\beta_0 = [\sin(\theta_2/2)]/\theta_2/2) \quad (2.20)$$

reprezintă *coeficientul de interacțiune* (*cuplaj*) a fluxului electronic cu cîmpul de r.f. a cavității de ieșire. Amplitudinea curentului indus,

$$I_{i1} = 2\beta_2 I_0 J_1(X), \quad (2.21)$$

diferă de cea a curentului de convecție (2.16) numai prin coeficientul β_2; curentul indus creează între diafragmele cavității o tensiune U_2,

frînantă pentru electroni. În condiții de acord la rezonanță a cavității tensiunea are valoarea

$$U_2 = \frac{I_{i1}}{g_{2t}} = \frac{2\beta_2 I_0 J_1(X)}{g_{2t}}, \tag{2.22}$$

unde g_{2t} este conductanța totală a cavității avînd trei componente: conductanța electronică (datorată componentei continue a curentului), conductanța de pierderi și conductanța sarcinii, prin urmare

$$g_{2t} = g_{2e} + g_{2c} + g_{2s}. \tag{2.23}$$

Puterea medie pe durata unei perioade, pe care fluxul grupat o transferă cavității acordate la rezonanță este

$$P_e = \frac{I_{i1} U_2}{2} = \beta_2 I_0 J_1(X) U_2. \tag{2.24}$$

Randamentul electronic al clistronului η_e este definit prin raportul

$$\eta_e = \frac{P_e}{P_0} = \frac{\beta_2 I_0 J_1(X) U_2}{U_0 I_0} = \beta_2 J_1(X) \frac{U_2}{U_0} \tag{2.25}$$

(P_0 este puterea consumată pentru formarea fluxului). Valoarea maximă a randamentului electronic se obține pentru un parametru de grupare optim, $X = X_{opt} = 1{,}84$, și $\beta_2 = 1$, $U_2 = U_0$ (U_2 nu poate lua valori mai mari decît U_0, deoarece în acest caz are loc o deteriorare rapidă a puterii de ieșire); în aceste condiții $J_1(X_{opt}) = 0{,}582$ și $\eta_{emax} = 58{,}2\%$.

Nu întreaga putere P_e este transmisă sarcinii; o fracțiune importantă este disipată pe conductanța de pierderi a cavității R_2 sau cheltuită pentru modularea suplimentară a fluxului de electroni. Puterea utilă de ieșire transmisă sarcinii este

$$P_{2s} = \frac{g_{2s}}{g_{2t}} P_e = \frac{g_{2s}}{g_{2t}} \beta_2 I_0 J_1(X) U_2 = 2 \frac{g_{2s}}{g_{2t}} \beta_2^2 I_0^2 J_1^2(X); \tag{2.26}$$

valoarea maximă a puterii P_{2s} se obține, de asemenea, pentru un parametru de grupare optim $X = X_{opt}$. Ținînd cont de faptul că o parte din electroni sînt captați de electrozi și curentul transportat de flux este $I_0' = kI_0$ ($k < 1$), randamentul practic al clistronului de tranzit cu două cavități este mult mai mic decît valoarea maximă teoretică, nedepășind de regulă valoarea $\eta = 20\%$.

Coeficientul de amplificare în tensiune, A_u, are expresia (ținînd cont de (2.9))

$$A_u = \frac{U_2}{U_1} = \frac{2\beta_2 I_0 I_1(X)}{g_{2t} U_1} = \frac{\beta_1 \beta_2}{2 g_{2t}} \frac{I_0}{U_0} \theta_0 \frac{2J_1(X)}{X}; \tag{2.27}$$

raportul $J_1(X)/X$ este maxim pentru valori mici ale parametrului de grupare, anume pentru $X \ll 1$ avem $J_1(X)/X = 1/2$. Prin urmare valoarea maximă a lui A_u este

$$A_{u\,max} = \frac{\beta_1 \beta_2}{2 g_{2t}} \frac{I_0}{U_0} \theta_0. \tag{2.28}$$

Coeficientul de amplificare în putere, A_p, se definește ca raportul dintre puterea transmisă sarcinii și puterea de r.f. aplicată cavității de intrare. Trebuie precizat că puterea de r.f., P_1, aplicată cavității de intrare are două componente: P_{1e}, cheltuită pentru modularea fasciculului, și P_{1c}, disipată pe conductanța de pierderi a cavității, deci $P_1 = P_{1e} + P_{1c}$; conductanța totală a cavității de intrare este

$$g_{1t} = g_{1e} + g_{1c} = 2P_1/U_1^2, \tag{2.29}$$

unde g_{1e} este conductanța electronică datorată componentei I_0 a curentului.

Coeficientul A_p are expresia

$$A_p = \frac{P_{2s}}{P_1} = \frac{(2g_{2s}/g_{2t}^2)\,\beta_2^2 I_0^2 J_1^2(X)}{g_{1t} U_1^2/2} = \left(\frac{\beta_1 \beta_2}{2}\right)^2 \frac{g_{2s}}{g_{1t} g_{2t}^2} \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^2 \left[\frac{2J_1(X)}{X}\right]^2 \theta_0^2; \tag{2.30}$$

acest coeficient are valoarea maximă, de asemenea, la valori mici ale parametrului de grupare

$$A_{p\,max} = \left(\frac{\beta_1 \beta_2}{2}\right)^2 \frac{g_{2s}}{g_{1t} g_{2t}^2} \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^2 \theta_0^2. \tag{2.31}$$

Cîștigul clistronului de tranzit (exprimat în dB) este

$$G = 10 \log A_p = 10 \log \left[\frac{\beta_1^2 \beta_2^2 g_{2s} I_0^2 \theta_0^2}{g_{1t} g_{2t}^2 U_0^2} \frac{J_1^2(X)}{X^2}\right], \tag{2.32}$$

iar valoarea maximă se pune sub forma

$$G_{max} = 20 \log \left(\frac{\beta_1 \beta_2 g_{2s}^{1/2} I_0 \theta_0}{g_{1t}^{1/2} g_{2t} 4 U_0}\right). \tag{2.33}$$

Din cele expuse rezultă că la clistronul de tranzit cu două cavități deosebim două regimuri distincte de funcționare: a) regimul de amplificare maximă, pentru care parametrul de grupare are valori mici și b) regimul de putere maximă de ieșire, care se obține pentru valori ridicate ale parametrului de grupare ($X = 1{,}84$). În regim de amplificare maximă, G_{max} poate ajunge pînă la 20 dB, iar în regim de putere maximă ieșire G_s este cu 5 — 8 dB mai mic decît G_{max}. Puterea de intrare este proporțională cu X^2, iar cea de ieșire cu $J_1^2(X)$, astfel

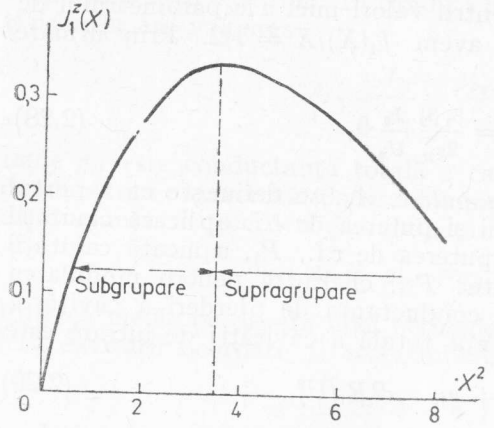


Figura 2.6. Curba $J_1^2(X) = f(X^2)$ care exprimă dependența dintre puterea de ieșire și cea de intrare.

variația lui P_{2s} în funcție de P_1 este descrisă de curba $J_1^2(X) = f(X^2)$, reprezentată în figura 2.6.

Efectul de sarcină spațială. Trebuie subliniat un factor important care duce la micșorarea puterii de ieșire și a cîștigului, anume *degrupareа fasciculului*. Există două tipuri de degrupare: (1) *Degrupare transversală*, asemănătoare cu defocalizarea fasciculului, care are drept efect captarea unei părți a electronilor de către pereții tubului de drift și diafragmele cavităților; acest tip de degrupare poate fi micșorat prin aplicarea unui cîmp magnetic static longitudinal sau prin realizarea unei focalizări electrostatice suplimentare (în special la clistroanele cu cavități multiple). (2) *Degrupare longitudinală*, care este cauzată de cîmpul longitudinal creat de către fasciculul însuși, în spațiile dintre grupările succesive. Datorită modulației de viteză electronii tind să se apropie de mijlocul grupărilor, întărind procesul de grupare; totodată acești electroni sînt supuși unei acțiuni de respingere de către cîmpul creat de sarcina spațială a grupărilor formate. Drept rezultat procesul de grupare tinde spre un regim de saturație, fenomen însoțit de micșorarea primei armonici a curentului și diminuarea puterii de ieșire.

Efectul de degrupare longitudinală poate fi evaluat calculînd intensitatea cîmpului creat de către componentele de r.f. ale sarcinii spațiale, prin utilizarea ecuației lui Poisson. Analiza arată că efectele de sarcină spațială pot fi luate în considerație prin utilizarea unui *parametru de grupare efectiv*, care are expresia [3]

$$X' = X \frac{\sin(hl)}{hl}, \tag{2.34}$$

unde h este un parametru al sarcinii spațiale definit prin relația $h = \omega_{ep}/v_0$, unde $\omega_{ep} = q(n_e/m\,\varepsilon_0)^{1/2}$ (n_e este concentrația electronilor

în fascicul) reprezintă frecvența unghiulară electronică a plasmei. Relația (2.34) arată că degruparea longitudinală limitează puterea de ieșire și cîștigul clistronului cu două cavități; într-adevăr, creșterea parametrului de grupare prin mărirea spațiului de drift este limitată, întrucît pentru lungimi care satisfac condiția $hl \simeq \pi$ avem $X' \to 0$, adică o degrupare foarte pronunțată. Dacă în expresia puterii de ieșire se introduce parametrul de grupare efectiv, coeficientul de amplificare în putere (efectiv) devine

$$A'_p = (\beta_1\beta_2)^2 \frac{g_{2s}}{g_{1t}\, g_{2t}^2} \left(\frac{I_0}{U_0}\right)^2 \frac{J_1^2(X')}{X^2} \theta_0^2; \tag{2.35}$$

în cazul $X' \ll 1$ avem $J_1(X') = X'/2 = [X \sin(hl)]/2hl$ și A'_p este proporțional cu $\sin^2(hl)$. În aceste condiții valoarea maximă a cîștigului efectiv, scris sub forma

$$G'_{max} = 20 \log \left[\frac{\beta_1\beta_2\, g_{2s}^{1/2}\, I_0\, \theta_0}{g_{1t}^{1/2}\, g_{2t}\, U_0} \frac{\sin(hl)}{4\,hl} \right] \tag{2.36}$$

este determinată de $\sin(hl)$. Din (2.33) s-ar putea trage concluzia că G_{max} (și puterea de ieșire) ar putea lua valori foarte mari prin creșterea unghiului de tranzit. În realitate, efectul de sarcină spațială limitează sever cîștigul clistronului de tranzit în sensul că nu permite să mărim lungimea spațiului de drift. Există o lungime optimă $hl = \pi/2$ pentru care G_{max} ia o valoare maximă posibilă ($l_{opt} = \pi v_0/2\omega_{ep}$).

II.4. Clistronul de tranzit cu cavități multiple

II.4.1. Construcție și funcționare

Neajunsurile cele mai importante ale clistronului de tranzit cu două cavități constau în valori relativ mici ale cîștigului și randamentului; aceste neajunsuri sînt înlăturate în clistronul de tranzit cu cavități multiple. În principiu un clistron cu N cavități este echivalent cu un amplificator constituit din $N - 1$ clistroane cu două cavități; afară de cavitățile de intrare și de ieșire, acest tip de clistron poate conține 1 — 4 cavități intermediare. Construcția simplificată a unui clistron cu 3 cavități este arătată în figura 2.7, a. Față de clistronul cu două cavități, aici avem o cavitate intermediară R_2, acordată pe aceeași frecvență cu cavitățile R_1 și R_3; între cavități nu există cuplaj electromagnetic. Gruparea fluxului de electroni în clistronul cu cavități multiple este numită *grupare în serie* (*cascadă*).

În descrierea funcționării vom face referiri directe la procesele din clistronul cu două cavități. Semnalul de intrare se aplică cavității

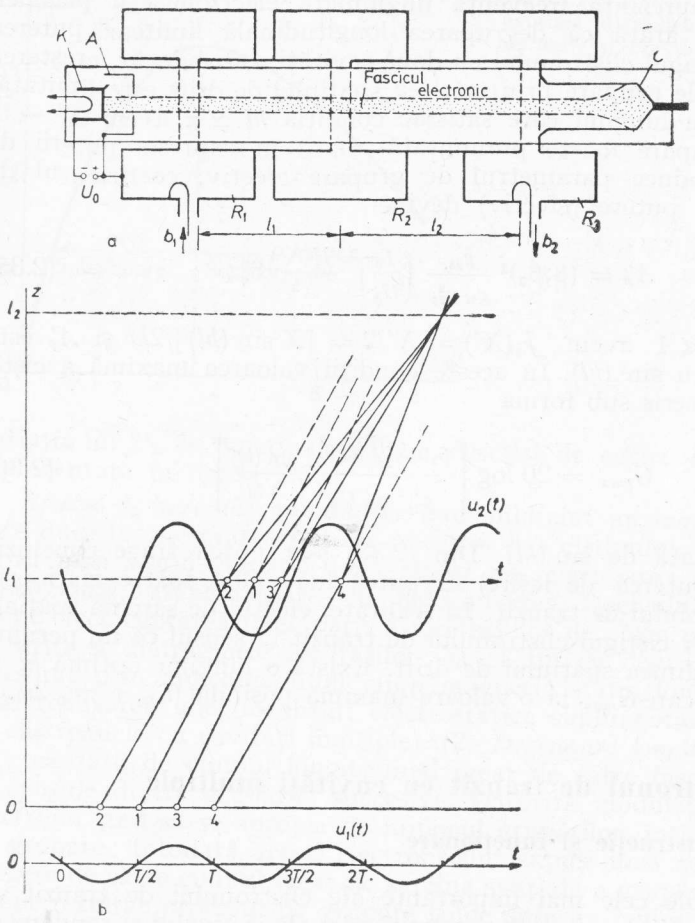


Figura 2.7. Clistronul de tranzit cu trei cavități rezonante:
a — principiul de construcție; b — procesul de grupare în cascadă.

R_1 prin intermediul buclei de cuplaj, b_1, iar fluxul care traversează această cavitate este modulat în viteză. Semnalul de intrare, U_1, este foarte mic, rezultînd un parametru de grupare, X_1, mic, astfel după parcurgerea spațiului de drift, l_1, fluxul suferă o modulație de densitate, însă de regulă, este subgrupat. Traversînd cavitatea R_2 (spațiul dintre diafragme) fluxul modulat în densitate dă naștere unui curent de inducție (electrostatică) și unei tensiuni U_2 de amplitudine mult mai mare decît U_1; tensiunea U_2 produce o modulație de viteză a fluxului mult mai puternică decît modulația produsă în cavitatea R_1.

Pe durata deplasării în spațiul de drift l_2 are loc o intensificare puternică a procesului de grupare, deoarece parametrul de grupare X_2, corespunzător spațiului l_2, este mult mai mare decît X_1. Drept urmare, în momentul traversării cavității R_3 fluxul este puternic grupat, iar curentul indus în această cavitate precum și tensiunea U_3 au valori foarte ridicate; vor rezulta valori globale pentru cîștig și randament, mult mai mari decît la clistronul cu două cavități.

Procesul de grupare este arătat schematic în figura 2.7, b și necesită unele precizări. După cum este știut gruparea are loc în jurul electronilor cu viteză neschimbată, cînd tensiunea de modulație trece prin zero, variind de la frînantă spre acceleratoare ($\varphi = 2n\pi$, $n = 0, 1, 2, \ldots$). Fluxul, foarte slab grupat, traversînd cavitatea R_2 induce un curent relativ mic, însă tensiunea U_2 poate avea valori importante, deoarece cavitatea R_2 este complet izolată și are o conductanță foarte mică (nu intervine conductanța sarcinii). În regim staționar (permanent) tensiunea U_2 are aceeași frecvență ca și U_1, iar faza se stabilește astfel încît U_2 devine frînantă pentru grupurile de electroni. Așa cum rezultă din relația (2.15) tensiunea $u_2(t)$ este defazată în urmă cu $\pi/2$ față de $u_1(t)$ (exceptînd defazajul θ_{01} din spațiul de drift între cavitățile R_1 și R_2). Din această cauză modulația de viteză suplimentară produsă de către tensiunea U_2 este defazată față de modulația produsă de U_1. Astfel dacă în spațiul dintre cavitățile R_1 și R_2 gruparea se face în jurul electronilor de tip 1 (fig. 2.7, b), în spațiul dintre cavitățile R_2 și R_3 gruparea se deplasează în jurul electronilor care trec prin cavitatea R_2 cu un sfert de perioadă mai tîrziu, adică în jurul electronilor de tip 3. Electronii de tip 4, care în spațiul l_1 se aflau în condiții defavorabile grupării, după trecerea prin cavitatea R_2 tind să se apropie de mijlocul grupării noi care începe să se formeze în jurul electronilor de tip 3.

Analiza proceselor din clistronul cu cavități multiple constituie o problemă extrem de complicată. O simplificare importantă se obține presupunînd că modulația suferită de flux în cavitatea precedentă este neglijabilă în raport cu modulația produsă în cavitatea în discuție. Astfel clistronul cu N cavități poate fi descompus în cadrul analizei în $N - 1$ clistroane cu două cavități. Referindu-ne la cazul concret al clistronului cu 3 cavități, cavitatea intermediară, R_2, joacă un rol dublu: cavitate de ieșire față de cavitatea R_1 și cavitate de intrare față de cavitatea R_3. În general, toate cavitățile, exceptînd cea de ieșire, trebuie considerate ca un ansamblu de modulare și grupare a fluxului electronic. În clistroanele cu mai multe cavități pot fi realizate concomitent regimul de cîștig maxim pentru toate cavitățile, exceptînd ultima în care se realizează regimul de putere maximă de ieșire (randament maxim).

II.4.2. Elemente de teoria clistronului cu cavităţi multiple

Modulaţia şi gruparea în cascadă. În continuare se prezintă o teorie simplificată a proceselor din clistronul cu 3 cavităţi. Se consideră că primele două cavităţi funcţionează în regim de semnal mic (regim de cîştig maxim), iar ultima cavitate funcţionează în regim de putere maximă de ieşire (randament maxim); de asemenea, se neglijează efectele de sarcină spaţială.

Considerînd că pe cavitatea de intrare se aplică tensiunea $u_1(t) = U_1 \sin \omega t_1$, cu $U_1 \ll U_0$, mişcarea electronilor în primul spaţiu de drift, l_1, este descrisă de relaţiile (prin analogie cu (2.7), (2.8), (2.9)):

$$t_2 = t_1 + \frac{z}{v_0} - \frac{\beta_1 U_1}{2U_0 v_0} \sin \omega t_1, \tag{2.37}$$

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_1 - X_1 \sin \omega t_1, \tag{2.38}$$

$$X_1 = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} \theta_1, \tag{2.39}$$

$$\theta_1 = \omega l_{12}/v_0, \tag{2.40}$$

unde $l_{12} = d_1/2 + l_1 + d_2/2$ reprezintă distanţa dintre centrele cavităţilor R_1 şi R_2. Fasciculul modulat traversează cavitatea R_2 şi dă naştere unei tensiuni care acţionează între diafragme. Presupunînd că cavitatea R_2 este acordată pe aceeaşi frecvenţă cu R_1, tensiunea are expresia:

$$u_2(t) = -U_2 \cos(\omega t_2 - \theta_1), \tag{2.41}$$

unde U_2 este dat de relaţia (2.22). La ieşirea din cavitatea R_2, viteza de mişcare a electronilor este

$$v_2 = v_0 \left[1 + \frac{\beta_1 U_1}{U_0} \sin \omega t_1 - \frac{\beta_2 U_2}{U_0} \cos(\omega t_2 - \theta_1)\right]^{1/2} \simeq$$

$$\simeq v_0 \left[1 + \frac{\beta_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 - \frac{\beta_2 U_2}{2U_0} \cos(\omega t_2 - \theta_1)\right]. \tag{2.42}$$

Timpul şi unghiul de tranzit între cavităţile R_2 şi R_3 sînt (avînd în vedere deplasarea maximului grupării cu $\pi/2$)

$$t_3 = t_2 + \frac{l_{23}}{v_0} \simeq t_2 + \frac{l_{23}}{v_0}\left[1 - \frac{\beta_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 + \frac{\beta_2 U_2}{2U_0} \cos(\omega t_2 - \theta_1)\right], \tag{2.43}$$

$$\omega t_3 = \omega t_2 + \theta_2 \left[1 - \frac{\beta_1 U_1}{2U_0} \sin \omega t_1 - \frac{\beta_2 U_2}{2U_0} \sin(\omega t_2 - \theta_1)\right], \tag{2.44}$$

unde s-a notat

$$\theta_2 = \omega l_{23}/v_0, \tag{2.45}$$

iar $l_{23} = d_2/2 + l_2 + d_3/2$.

Parametrul de grupare corespunzător spaţiului dintre cavităţile R_2 şi R_3 este

$$X_2 = \beta_2 \frac{U_2}{2U_0} \theta_2, \tag{2.46}$$

iar parametrul de grupare virtual între cavităţile R_1 şi R_3 (făcînd abstracţie de prezenţa cavităţii R_2) are expresia

$$X_{13} = \beta_1 \frac{U_1}{2U_0} (\theta_1 + \theta_2). \tag{2.47}$$

Introducînd ultimele două relaţii în (2.44) se obţine

$$\omega t_3 = \theta_1 + \theta_2 + \omega t_1 - X_{13} \sin \omega t_1 - X_2 \cos(\omega t_1 - X_1 \sin \omega t_1); \tag{2.48}$$

dezvoltînd în serie ultimul termen din dreapta şi neglijînd termenii de ordin superior, ultima relaţie devine

$$\omega t_3 - (\theta_1 + \theta_2) = \omega t_1 - X_{13} \sin \omega t_1 - X_2 \sin \omega t_1 + X_1 X_2 \sin \omega t_1 \cos \omega t_1. \tag{2.49}$$

Această ecuaţie descrie procesul de grupare în cascadă din clistronul cu 3 cavităţi; efectuînd cîteva transformări ea poate fi pusă sub o formă analoagă cu (2.8)

$$\omega t_3 - \theta_g = \omega t_1 - X_g \sin \omega t_1, \tag{2.50}$$

unde $\theta_g = \theta_1 + \theta_2$ iar parametrul de grupare general X_g se determină din expresia

$$X_g = X_2 + X_{13} - X_1 X_2 \cos \omega t_1. \tag{2.51}$$

Dacă se consideră $X_1 \ll 1$, atunci X_g se aproximează prin relaţia

$$X_g = X_2 + X_{13}. \tag{2.52}$$

Calculul exact al parametrului de grupare global în cazul clistronului de mare putere, cu un număr mare de cavităţi intermediare, constituie o problemă extrem de laborioasă, care poate fi rezolvată numai cu ajutorul calculatoarelor electronice; în lucrarea [13] este tratat un exemplu referitor la un clistron utilizat în acceleratorii de particule.

Amplitudinea fundamentalei curentului indus are o expresie analoagă cu (2.21)

$$I_{i1}^{(3)} = 2I_0 J_1(X_g); \tag{2.53}$$

valoarea maximă a acestui curent se obține pentru $X_g = 1{,}84$, anume $I_{i1}^{(3)} = 1{,}164 I_0$.

Cîștigul. Avantajele clistronului cu 3 cavități ies în evidență atunci cînd se evaluează cîștigul și randamentul. Pentru deducerea expresiei cîștigului trebuie determinate puterea de ieșire și cea de intrare; acestea sînt (prin analogie cu (2.26), (2.29) și ținînd cont de (2.47))

$$P_{3s} = \frac{2g_{3s}}{g_{3t}^2} \beta_3^2 I_0^2 J_1^2(X_g), \tag{2.54}$$

$$P_1 = \frac{g_{1t} U_1^2}{2} = \frac{2g_{1t} U_0^2 X_{13}^2}{\beta_1^2 \theta_g^2}, \tag{2.55}$$

unde β_3 este coeficientul de interacțiune (cuplaj) a fluxului grupat cu cavitatea R_3. Prin urmare, cîștigul are expresia

$$G = 20 \log \left[\frac{g_{2s}^{1/2} \beta_1 \beta_3 I_0 \theta_g}{g_{1t}^{1/2} g_{3t} U_0} \frac{J_1(X_g)}{X_{13}} \right]. \tag{2.56}$$

Comparînd ultima relație cu (2.32) (presupunînd, pentru simplitate, că unghiul de tranzit este același, adică $\theta_1 + \theta_2 = \theta_g = \theta_0$) se constată că diferența dintre cîștigul clistronului cu 3 cavități și a celui cu 2 cavități este cu atît mai mare cu cît diferența dintre X_g și X_{13} este mai mare. Prin utilizarea unor cavități intermediare, R_2, cu factor de calitate ridicat, diferența dintre X_g și X_{13} este foarte mare, astfel în cazul clistronului cu 3 cavități se poate obține o creștere importantă a parametrului de grupare general X_g, fără a mări spațiul de drift și a fi confruntați cu efectul de degrupare longitudinală datorită efectului de sarcină spațială.

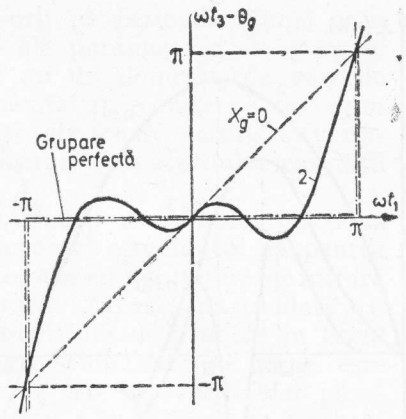
Rezultatele experimentale arată că se pot obține ușor cîștiguri maxime ce depășesc 30 — 35 dB; într-un clistron cu N cavități, cîștigul poate fi estimat după formula empirică

$$G \simeq 15 + (N - 2)20 \text{ dB} \tag{2.57}$$

(într-adevăr, în clistroanele actuale cu cavități multiple se obțin în mod curent cîștiguri de 40 — 60 dB [8]). Această creștere importantă a cîștigului în clistronul cu cavități multiple, cu U_0 și I_0 fixate, se realizează nu prin creșterea puterii de ieșire sau randamentului, ci prin micșorarea puterii de intrare; trebuie spus totodată că nu se recomandă cîștiguri exagerate, deoarece există pericolul de autooscilație.

Randamentul (electronic). Datorită faptului că ultima cavitate funcționează în regim de putere maximă de ieșire, randamentul (electronic) teoretic poate atinge valori de 80% [1,3]. Fără a intra în detalii teoretice precizăm că, de exemplu, în clistronul cu 3 cavități curentul de convecție corespunzător grupării maxime a fluxului care

Figura 2.8. Variația fazei electronilor din cavitatea de ieșire R_3 în raport cu faza din cavitatea de intrare R_1.



traversează cavitatea R_3 atinge valori de $1{,}48 I_0$ sau mai mari (prin creșterea numărului de cavități se poate ajunge la $2I_0$). Se explică aceasta prin faptul că pentru spațiul dintre cavitățile R_2 și R_3 amplitudinea semnalului de intrare este foarte mare; prin urmare, în cazul grupării în cascadă, curentul de convecție din cavitatea R_3 poate fi considerat că este descris de o funcție foarte apropiată de funcția Dirac (delta), care corespunde unei grupări perfecte. Acest lucru este pus în evidență în figura 2.8, unde este reprezentată variația fazei electronilor care traversează cavitatea R_3 în funcție de faza acestor electroni cînd traversează cavitatea R_1; pe măsura creșterii numărului de cavități, curba se apropie tot mai mult de curba ideală, desenată punctat, care corespunde unei grupări perfecte, descrise de funcția Dirac. Gruparea ideală se obține atunci cînd semnalul de modulație are forma unui semnal în dinți de ferăstrău.

O anumită creștere a randamentului se obține prin frînarea electronilor după ce au traversat cavitatea R_3. Se realizează aceasta prin alimentarea colectorului cu o tensiune continuă separată, $U_{col} < U_0$; randamentul are expresia aproximativă $\eta_e' = \eta_e / (U_{col}/U_0)$. Electronii care ies din cavitatea R_3 au o mare împrăștiere după energii; astfel raportul U_{col}/U_0 nu poate fi făcut prea mic deoarece este posibil ca anumiți electroni cu energii mai mici să ajungă din nou în cavitatea R_3 și spațiul de drift l_2, putînd produce efecte de reacție nedorite.

II.5. Clistronul de tranzit ca multiplicator de frecvență

Clistronul de tranzit cu două cavități se utilizează adesea pentru multiplicarea frecvenței. Așa cum rezultă din relația (2.13) curentul de convecție care traversează cavitatea R_2 cît și curentul indus în această cavitate are forma unor impulsuri suficient de pronunțate

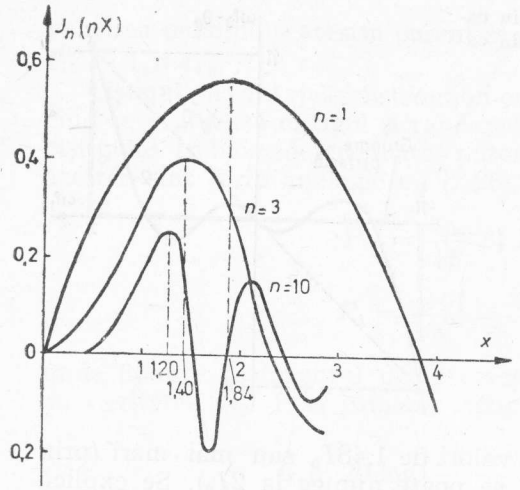


Figura 2.9. Variația funcțiilor Bessel $J_n(nX)$ pentru diferite valori date lui n.

Tabelul II.1

n	$\eta_{e\,max}$ %	X_{max}
1	58,2	1,84
2	48,7	1,53
3	43,4	1,40
.	.	.
.	.	.
.	.	.
8	32	1,22
.	.	.
.	.	.
.	.	.
10	26	1,13

(fig. 2.4), prin urmare au un conținut bogat în armonici superioare. Reprezentarea grafică a funcțiilor Bessel $J_n(nX)$ pentru $n = 1, 3, 10$ este arătată în figura 2.9 [10]; variația randamentului electronic (valoare maximă) în funcție de n este ilustrată în tabelul II.1 [3].

Acordînd cavitatea de ieșire pe una dintre armonicile superioare, se poate obține o multiplicare a frecvenței semnalului de intrare; astfel dacă cavitatea R_2 se acordă pe armonica a doua, dimensiunile ei vor fi reduse la jumătate față de R_1 (fig. 2.10). Trebuie subliniat că pe măsura creșterii factorului de multiplicare, valoarea parametrului de grupare se micșorează tinzînd la 1, însă totdeauna trebuie să existe o supragrupare ($X > 1$), adică curentul de ieșire $i_2(z, t)$ (fig. 2.4)

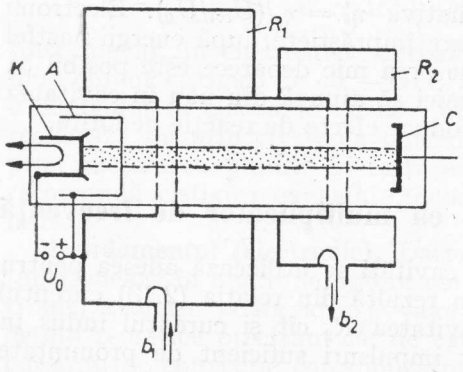


Figura 2.10. Clistronul de tranzit ca dublor de frecvență.

trebuie să aibă două maxime („pick"-uri) pe perioadă. După cum rezultă din figura 2.9, valorile optime ale parametrilor de grupare corespunzătoare armonicilor superioare au un domeniu de variație mult mai îngust decît în cazul fundamentalei; rezultă că în regim de amplificare clistronul cu două cavități este foarte sensibil la variațiile tensiunii de alimentare, puterii de intrare și a acordului cavității de intrare.

O caracteristică importantă a funcționării clistronului cu două cavități în regim de multiplicare a frecvenței este faptul că pentru a obține o anumită putere de ieșire este necesară o putere de intrare mult mai mare decît în cazul amplificării. Această particularitate poate fi explicată prin micșorarea parametrului de grupare în cazul multiplicării; într-adevăr dacă frecvența semnalului de ieșire este ω_2, atunci frecvența semnalului de intrare este $\omega_1 = \omega_2/n$, iar parametrul de grupare va fi $X = \beta_1 U_1 \omega_2 l / n U_0 v_0$; pe măsură de factorul de multiplicare, n, crește, parametrul de grupare scade. Pentru menținerea lui X la valori necesare există două căi: mărirea lungimii de drift l sau creșterea puterii semnalului de intrare. Mărirea lungimii de drift este limitată, deoarece apare fenomenul de degrupare longitudinală (datorat efectelor de sarcină spațială), care diminuează conținutul în armonici superioare a curentului $i_2(z, t)$; datorită acestui efect, lungimea de drift a clistroanelor construite să funcționeze în regim de multiplicare este mai mică decît la clistroanele de amplificare. Prin urmare, singura cale de creștere a parametrului de grupare este creșterea puterii semnalului de intrare, creștere care este proporțională cu n^2.

Utilizarea clistroanelor cu două cavități ca multiplicator de frecvență este recomandată în special acolo unde se cere o bună stabilitate a frecvenței. Semnalul de intrare poate fi obținut de la generatori cu dispozitive semiconductoare. Sînt descrise clistroane în regim de multiplicare, de la care s-au extras armonici superioare pînă la $n = 20$, ajungîndu-se astfel în domeniul undelor submilimetrice [11]; puterea de ieșire la $\lambda = 0{,}43$ mm ($n = 20$) a fost de 0,1 mW față de 4 W pe fundamentală $\lambda = 8{,}6$ mm. Randamentul electronic este foarte scăzut în regim de multiplicare; de asemenea, o problemă complicată o constituie extragerea puterii din cavitatea de ieșire.

II.6. Considerații asupra construcției și performanțelor clistroanelor de tranzit

II.6.1. Probleme constructive generale

Clistroanele de tranzit sînt dispozitive electronice care prezintă anumite avantaje importante în domeniul microundelor; dintre acestea se pot aminti: (a) tunul electronic este complet separat de

partea de r.f.; prin urmare, construcţia sa nu este supusă unor restricţii, ca în cazul tuburilor cu comandă electrostatică sau magnetroanelor; (b) colectorul nu face parte din structura de r.f., astfel pot fi rezolvate convenabil problemele legate de disiparea unor puteri foarte mari şi asigurarea vidului necesar; (c) posibilităţi aproape nelimitate de a mări tensiunile de aceelerare; (d) în cazul clistroanelor cu cavităţi multiple, unde se realizează o grupare în cascadă, pot fi obţinute puteri de ieşire foarte mari în condiţiile unor valori ridicate pentru cîştig (amplificare) şi randament electronic.

Totodată realizarea unor amplificatori de putere mare şi cu banda de trecere suficient de largă este confruntată cu o serie de probleme constructive, cele mai importante fiind enumerate mai jos.

1) *Obţinerea fasciculelor electronice de mare densitate.* Pe măsura creşterii puterii de ieşire este necesar să fie obţinute, formate şi focalizate fascicule electronice de foarte mare densitate. Fasciculul trebuie să parcurgă spaţiile de drift şi diafragmele cavităţilor cu minimum de pierderi de electroni. Deosebit de importantă este construcţia *tunului electronic*, care trebuie să formeze un fascicul cu conductanţa continuă ($g_0 = I_0/U_0$) şi perveanţa de valori ridicate. Sînt larg utilizate construcţiile de tip Pierce cu simetrie axială, ecran magnetic şi cu convergenţa mare a fasciculului; cît priveşte perveanţa s-au obţinut valori de $g_p = 2 - 5\ \mu A \cdot V^{-3/2}$, pentru fascicule cilindrice omogene, şi $g_p = 10 - 20 \mu A \cdot V^{-3/2}$ pentru fascicule cilindrice goale în interior (hollow beam). Puterea specifică maximă a atins valori de 1 MW pe cm² de arie a catodului; adesea pentru creşterea mărimilor g_0, g_p cît şi a coeficientului de interacţiune (cuplaj) flux-cavitate se utilizează construcţii cu *fascicule multiple.*

2) *Focalizarea fasciculului electronic.* Afară de convergenţa realizată de către tunul electronic, pentru menţinerea unei densităţi radiale mari a fasciculului se utilizează metode speciale de focalizare. Trei sînt mai răspîndite: (a) *Focalizarea ionică.* Ionii pozitivi, formaţi prin ionizarea gazelor remanente din tub, neutralizează în mare măsură sarcina spaţială electronică a fasciculului, prin urmare defocalizarea radială poate fi mult redusă; trebuie subliniat că această metodă este aplicabilă numai la clistroanele cu funcţionare în regim permanent, unde există tot timpul o anumită concentraţie de ioni pozitivi, în timp ce la funcţionarea în impulsuri această condiţie nu este realizată. (b) *Focalizarea magnetică,* care se realizează cu ajutorul unui cîmp magnetic static longitudinal, obţinut de la un solenoid sau un magnet permanent. (c) *Focalizarea electrostatică* se utilizează în special la clistroanele cu cavităţi multiple de mare putere. Constructiv acest sistem de focalizare constă dintr-un grup de lentile electrostatice realizate sub forma unor inele metalice montate între cavităţi şi conectate galvanic cu catodul. Faţă de focalizarea magnetică, se obţine

o economie importantă în ce priveşte dimensiunile şi greutatea sistemului de focalizare şi totodată o creştere a randamentului electronic.

3) *Disiparea puterii pe colector.* După traversarea cavităţii de ieşire, fluxul electronic rămîne încă cu o energie cinetică importantă care se disipă pe colector. Încălzirea colectorului poate duce la deteriorarea vidului din tub; sînt necesare instalaţii de răcire corespunzătoare.

4) *Rigiditate dielectrică ridicată.* Ca urmare a faptului că în clistroanele de mare putere se utilizează tensiuni de accelerare extrem de ridicate, de ordinul 100—500 kV, este necesar ca materialele izolatoare (inclusiv pereţii incintei vidate şi suporturi izolatoare) să aibă o rigiditate dielectrică ridicată; de asemenea, spaţiile dintre electrozi trebuie să suporte astfel de tensiuni.

5) *Tipuri şi metode de acord a cavităţii rezonante.* În special la clistroanele cu cavităţi multiple, forma cavităţilor şi metoda de acord trebuie să fie adecvate lungimilor de undă şi puterilor de ieşire cerute (vezi paragraful următor). Din punctul de vedere al construcţiei cavităţilor, clistroanele se împart în două categorii: (a) În domeniile lungimilor de undă mai mari (banda undelor decimetrice şi parţial centrimetrice) se utilizează clistroane cu cavităţi externe. Partea exterioară a cavităţii este constituită dintr-un tor cu secţiunea transversală de formă dreptunghiulară şi de regulă este demontabilă. Diafragmele realizate sub forma unor discuri metalice cu orificii centrale, fără grile în cazul clistroanelor de putere, sînt fixate în interiorul incintei vidate şi comunică cu exteriorul prin marginile discurilor, care sînt sudate ermetic cu ceramica sau sticla ce constituie anvelopa incintei vidate. (b) În domeniul undelor centimetrice şi milimetrice, în special la puteri mari, se utilizează construcţii cu cavităţi interne. În acest caz cavităţile şi pereţii tubului de drift constituie totodată anvelopa incintei vidate. Este evident că o gamă mai largă de acord se poate realiza în cazul cavităţilor externe.

6) *Sistemul de extragere a puterii de ieşire* trebuie să permită transferul către sarcină a unor puteri mari într-o bandă de frecvenţe relativ largă. Sînt necesare metode şi construcţii cu randament ridicat, care să evite posibilitatea unor neadaptări pronunţate atunci cînd sarcina variază (vezi mai jos).

7) *Funcţionarea în impulsuri.* La funcţionarea în regiuni de impulsuri puterea de impuls din unele construcţii actuale poate atinge valoarea de 100 MW [3,8,11,12] (valori de 10 — 30 MW se obţin în mod curent), prin urmare pentru controlul funcţionării corecte a clistronului este necesar să se realizeze variaţii rapide în timp a unor puteri foarte mari ($U_0 = 100 - 400$ kV). O simplificare importantă se obţine prin introducerea unui electrod de modulare, plasat între tunul electronic şi anodul de accelerare; astfel cu ajutorul

unor puteri relativ mici, aplicate pe acest electrod, pot fi controlate puteri de impuls extrem de ridicate.

8) *Efecte de sarcină spațială.* În scopul diminuării fenomenului de degrupare longitudinală, distanțele dintre centrele cavităților rezonante (diafragmelor) se iau aproximativ egale cu un sfert din lungimea de undă a plasmei electronice, λ_p. În realitate această distanță trebuie să fie mai mică, deoarece în grupările fluxului electronic densitatea de sarcină este mult mai mare; la construcțiile actuale de clistroane cu cavități multiple, distanțele dintre cavități sînt $(0{,}1-0{,}2)\lambda_p$.

În continuare se prezintă cîteva exemple de construcții ale clistroanelor de tranzit; ne vom referi în special la clistroanele cu cavități multiple, care sînt cele mai utilizate în practică. Comparația între clistroanele cu cavități interne și cele cu cavități externe este ilustrată în figura 2.11; în ambele cazuri tunul electronic și colectorul au aceeași structură. Diferențele apar în modul de acord al cavităților și metoda de introducere și extragere a energiei din cavitate. În cazul clistroanelor

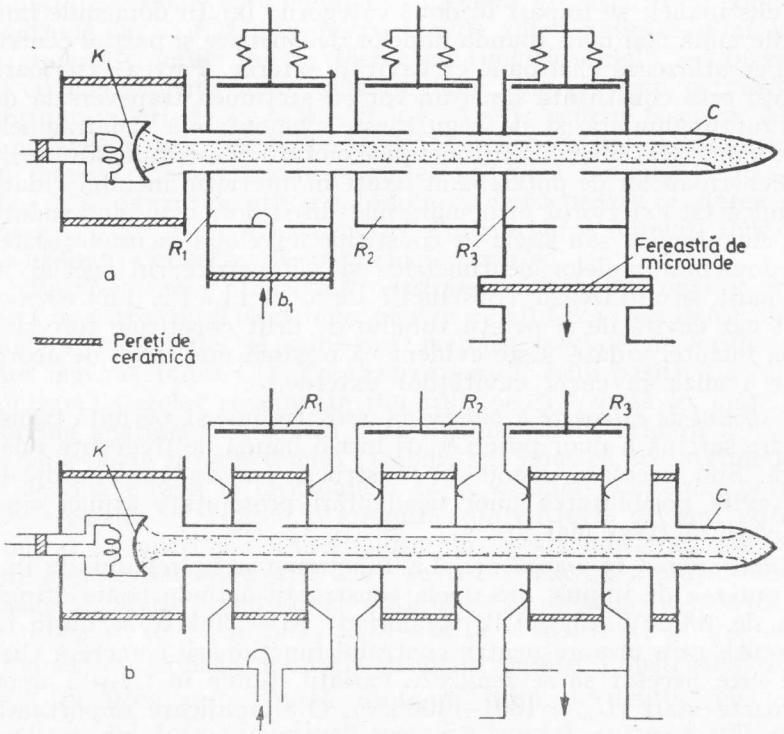


Figura 2.11. Variante constructive de clistroane de tranzit cu cavități multiple: a — cu cavități interne; b — cavități externe.

cu cavități interne (fig. 2.11, a) acordul cavităților constituie o problemă relativ dificilă, în sensul că sistemul de acord format dintr-un piston cu tijă face corp comun cu incinta vidată (tija se deplasează prin intermediul unui burduf); la construcțiile cu cavități externe (fig. 2.11, b) acordul se poate realiza mai ușor, deoarece pistonul este în afara incintei vidate. La clistroanele de putere se operează cu puteri și tensiuni mari, prin urmare introducerea și mai ales extragerea energiei din cavități constituie o problemă constructivă de mare importanță. Fereastra care separă incinta vidată de exterior, prin care se transferă energia de la cavitate spre ghid (sarcina), trebuie să fie construită din materiale dielectrice speciale (de exemplu, ceramică din oxizi de beriliu), deoarece în cazul puterilor foarte mari ea se poate distruge datorită următoarelor cauze: încălzirea excesivă din cauza pierderilor dielectrice, străpungere de către cîmpurile electrice foarte intense și bombardament cu electroni secundari, emiși de colector sau alte corpuri metalice din apropiere. În cazul clistroanelor cu cavități interne astfel de probleme le ridică o singură fereastră; în cazul clistroanelor cu cavități externe există mai multe astfel de ferestre (transferul de energie flux-cavitate sau invers, în special la cavitățile ce funcționează în regim de semnal mare, este afectat de prezența ferestrelor dielectrice); de asemenea, în cazul cavităților externe, încălzirea puternică a colectorului poate afecta etanșeitatea incintei vidate.

Cît privește sistemul de focalizare, trebuie subliniat că în construcțiile de putere mai mică și cu funcționare permanentă este suficientă focalizarea ionică. Variația diametrului fasciculului cu distanța este arătată în figura 2.12, a: tunul electronic asigură o convergență însemnată a fasciculului, astfel că pe durata traversării cavității R_1 și a primului spațiu de grupare, diametrul fasciculului se micșorează atingînd o valoare minimă aproximativ între diafragmele cavității R_2; urmează o degrupare radială progresivă pînă cînd electronii sînt captați de colector. Printr-o construcție adecvată a diafragmelor și tuburilor de drift se poate asigura o funcționare normală cu minimum de pierderi de electroni (captați pe diafragme și pereți).

Foarte răspîndit a fost și este încă sistemul de focalizare magnetică; în acest caz sînt necesare măsuri deosebite pentru centrarea întregului ansamblu, adică axul sistemului magnetic trebuie să coincidă perfect cu axul tunului electronic, care, la rîndul său, trebuie să coincidă cu axul cavităților și a spațiilor de drift (grupare). Totodată trebuie spus că sistemul de focalizare magnetică reprezintă o instalație de dimensiuni și greutate foarte mari. De exemplu, în cazul clistronului de putere, TV-2091, greutatea tubului propriu-zis este de 70 kg, iar greutatea sistemului de focalizare magnetică de 700 kg [8].

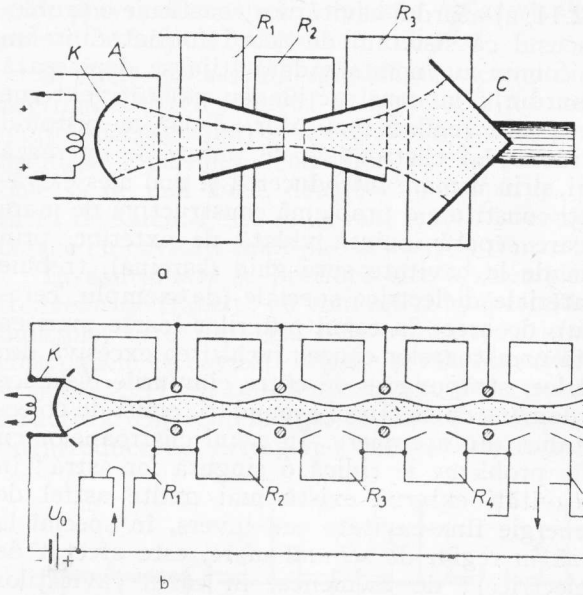


Figura 2.12. Sisteme de focalizare a fasciculului electronic în clistroanele de mare putere:
a — focalizare ionică și construcție specială a cavităților; b — focalizare electrostatică.

Construcția schematică a unui clistron de focalizare electrostatică avînd 5 cavități este arătată în figura 2.12, b; avantajele acestui sistem sînt esențiale: greutate foarte mică, consum neglijabil de energie, randament electronic mult mai ridicat. Inelele metalice împreună cu structurile metalice învecinate (pereții cavităților și spațiilor de drift) formează lentile electrostatice convergente.

II.6.2. Acordul cavităților și lărgimea benzii de trecere

Pînă acum s-a presupus că cavitățile rezonante sînt acordate perfect pe frecvența semnalului de intrare; în realitate procesele din clistroanele de tranzit decurg în condițiile unor mici dezacorduri ale cavităților. Mai mult, la clistroanele cu cavități multiple dezacordul cavităților intermediare este necesar pentru creșterea eficienței procesului de grupare în cascadă (crește parametrul de grupare global) și pentru lărgirea benzii de trecere; pentru îmbunătățirea condițiilor de extragere a puterii de ieșire și menținerea benzii de trecere se procedează la dezacordul cavității de ieșire și la diminuarea factorului de calitate.

În cazul clistroanelor cu două cavități dezacordul cavității R_1 față de frecvența semnalului de intrare are drept efect reflexia spre generator a unei fracțiuni din puterea de intrare; prin urmare, puterea

absorbită de către cavitatea de intrare și folosită pentru modulația de viteză este [3]:

$$P_1 = \frac{P_{10}}{1 + Q_{1t}^2 \xi_1^2}, \tag{2.58}$$

unde: $Q_{1t} = \omega_0 C/g_{1t}$ reprezintă factorul de calitate total al cavității, C fiind capacitatea circuitului echivalent; $\xi_1 = 2\Delta f/f_{r1}$ este dezacordul relativ (f_{r1} este frecvența de rezonanță, iar Δf este deviația de frecvență); P_{10} este puterea absorbită de cavitatea R_1 la rezonanță (în condiții de adaptare a cavității cu admitanța generatorului de intrare).

Dezacordul cavității de ieșire, R_2, afectează numai puterea de ieșire și cîștigul. La dezacorduri mici admitanța totală a cavității R_2 are expresia

$$\underline{Y}_{2t} = g_{2t} + jQ_{2t} g_{2t} (2\Delta f)/f_{r2}), \tag{2.59}$$

unde

$$Q_{2t} = \omega_0 C/g_{2t} \tag{2.60}$$

reprezintă factorul de calitate al cavității. Puterea de ieșire transmisă sarcinii este (ținînd cont de (2.26))

$$P_{2s} = 2\beta_2^2 I_0^2 J_1^2(X) \frac{g_{2s}}{g_{2t}^2 [1 + Q_{2t}^2 (2\Delta f/f_{r2})^2]} = \frac{P_{2s0}}{1 + Q_{2t}^2 \xi_2^2}. \tag{2.61}$$

Din ultima relație rezultă că puterea de ieșire scade rapid odată cu dezacordul cavității; banda de trecere la 3 dB atenuare nu depășește zecimi de procente față de frecvența centrală (de lucru), fapt ce constituie un neajuns al clistroanelor cu două cavități.

În cazul clistroanelor cu cavități multiple efectele produse prin dezacordul cavităților sînt mult mai complexe. Dezacordul cavității de intrare produce reflexia unei fracțiuni a puterii de intrare spre generator și micșorarea tensiunii modulatoare dintre diafragme. Dezacordul cavității R_2 (la clistroanele cu 3 cavități) produce un defazaj φ între curentul indus în cavitate și tensiunea dintre diafragmele sale; acest defazaj poate varia în limitele $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$, avînd o influență puternică asupra procesului de grupare în cascadă. Așa cum s-a arătat în paragrafele II. 2 și II. 3, tensiunea indusă în cavitatea R_2 are tendința de a deplasa (întîrzia) centrul de grupare cu $\pi/2$; dacă prin dezacordul cavității se realizează un defazaj de $\varphi = +\pi/2$ al tensiuni $u_2(t)$ față de curentul indus, va rezulta o intensificare a procesului de grupare (crește parametrul X_g, menținînd constant X_2) deoarece gruparea își menține centrul. Defazajul $\varphi = +\pi/2$ poate fi realizat numai dacă susceptanța cavității R_2 are un caracter inductiv, deci cavitatea trebuie dezacordată spre o frecvență ușor mai mare decît

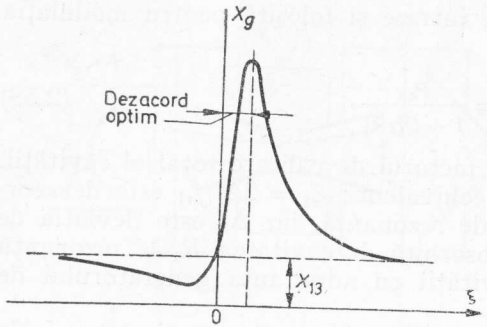


Figura 2.13. Variația parametrului de grupare global, X_g, în funcție de dezacordul relativ.

frecvența semnalului de intrare. Totodată trebuie subliniat că dezacordul cavității R_2 este însoțit de micșorarea tensiunii U_2 (ca urmare a creșterii rapide a admitanței), care duce la scăderea parametrului de grupare X_2. Prin urmare parametrul X_g este o funcție nemonotonă de dezacordul relativ ξ_2 (fig. 2.13 [3]), prezentînd un maxim pentru o anumită valoare optimă a dezacordului. Odată cu scăderea amplitudinii semnalului de intrare parametrii X_1 și X_{13} se micșorează și astfel influența unghiului φ asupra parametrului X_g devine tot mai neînsemnată; la semnale foarte mici parametrul X_g este determinat în principal de către X_2, iar cavitatea R_2 poate fi acordată pe frecvența semnalului de intrare (condiție de *acord sincron*). La semnale de intrare mai mari, dezacordul cavității R_2 devine mai însemnat, însă nu depășește fracțiuni de procente, deoarece cavitatea nefiind încărcată cu vreo sarcină externă, are un factor de calitate ridicat $Q > 1\,000$.

Așa cum s-a subliniat și mai sus, un neajuns important al clistronului de tranzit este faptul că banda de trecere are valori foarte mici. Posibilitățile pe care le oferă clistronul cu cavități multiple pentru lărgirea benzii de trecere sînt deosebit de interesante: prin dezacordarea cavităților intermediare de o parte și de alta a frecvenței centrale (a semnalului de intrare) se poate obține o lărgire substanțială a benzii de trecere, care poate ajunge la cîteva procente din frecvența centrală. Este necesar numai ca ultima cavitate intermediară, care precede cavitatea de ieșire, să fie acordată pe o frecvență puțin mai mare decît frecvența centrală, în scopul obținerii unui parametru X_g, de valoare cît mai mare; în felul acesta fluxul este foarte bine grupat și permite obținerea unui randament ridicat.

Sistemele de acordare a cavităților rezonante pot fi împărțite în două categorii: (a) sisteme de *acord capacitiv* realizate sub forma unor palete care se apropie sau se depărtează de spațiul de interacțiune (dintre diafragme), sau prin deformarea unei membrane elastice care formează peretele lateral al cavității; (b) sisteme de *acord inductiv*, la care unul dintre pereții cavității (torului exterior)

este mobil (piston sau perete subțire deformabil), iar în unele cazuri de cavități externe variația volumului se realizează prin intermediul unor șuruburi cu filet foarte fin.

II.6.3. Extragerea puterii de ieșire

Problemele legate de extragerea unor puteri de ieșire mari într-o bandă de frecvență relativ largă comportă unele particularități asupra cărora ne oprim pe scurt.

a) **Variația puterii de ieșire în funcție de cea de intrare.** Spre deosebire de clistronul cu două cavități, unde dependența $P_s = f(P_1)$ era dată aproximativ de funcția $J_1^2(X) = f(X^2)$ (fig. 2.6) în cazul clistroanelor cu cavități multiple dependența $P_s = f(P_1)$ are un caracter mai complicat (fig. 2.14, a): dacă pentru P_1 de valori mici dependența este aproximativ liniară, pe măsura creșterii lui P_1 curba tinde lin spre un domeniu de „saturație", urmat apoi de o scădere ușoară. Nu se observă acea scădere rapidă a puterii de ieșire ca în figura 2.6, pentru $X > X_{opt} = 1{,}84$ ($X^2 \simeq 3{,}4$); se explică aceasta prin faptul că la clistroanele cu cavități multiple gruparea în cascadă conduce la formarea unor fluxuri puternic grupate, la care amplitudinea fundamentalei are o valoare ridicată. În clistroanele cu cavități multiple, ultimele cavități (cea de ieșire în mod obligatoriu) funcționează în regim de semnal mare, obținîndu-se puterea maximă de ieșire, corespunzătoare domeniului de saturație. Pentru alte frecvențe din banda de trecere a clistronului, curbele $P_s = f(P_1)$ au o formă asemănătoare (fig. 2.14, b).

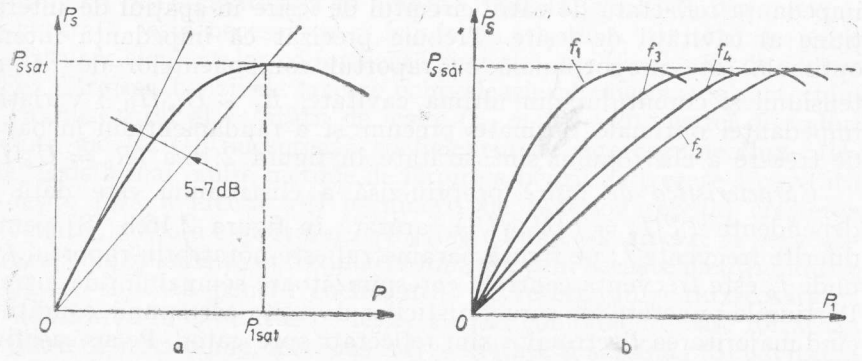


Figura 2.14. Punerea în evidență a efectului de „saturație" pe curba puterii de ieșire, $P_s = f(P_1)$:
a — în centrul benzii de acord; b — pentru diferite frecvențe din banda de trecere.

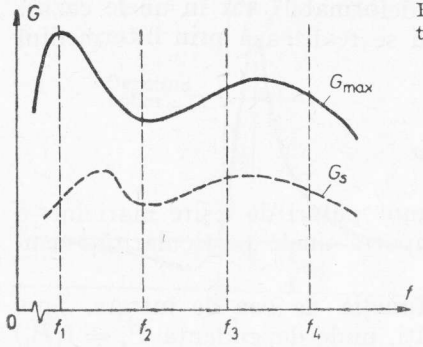


Figura 2.15. Variația cîștigului în banda de trecere.

b) **Caracteristici de ieșire.** Urmează prezentarea cîtorva caracteristici referitoare la cîștig, randament și adaptare cu sarcina, banda de trecere.

Cîștigul corespunzător regimului de putere maximă de ieșire, G_s, este mai mic decît cel corespunzător regimului de amplificare maximă, G_{max}. În cazul clistroanelor de putere interesează cîștigul G_s și variația acestuia în banda de trecere (fig. 2.15) ; din figură se observă că variația lui G_s în banda de trecere este mai puțin pronunțată decît cea a lui G_{max}.

Adaptarea cavității de ieșire cu sarcina constituie una dintre problemele importante. Puterea de ieșire este transmisă spre sarcină, de regulă, prin intermediul unui ghid de unde. Privit dinspre ghid, ansamblul cavităților de ieșire, care funcționează în regim de semnal mare, poate fi privit ca un generator de curent a cărui impedanță internă optimală, R_s^* are în mod practic numai parte reală și este variabilă cu frecvența. Prin impedanța de sarcină, Z_s, se înțelege impedanța reflectată de către circuitul de ieșire în spațiul de interacțiune al cavității de ieșire. Trebuie precizat că impedanța internă optimală este proporțională cu raportul componentelor de r.f. ale tensiunii și curentului din ultima cavitate, $R_s^* \sim U_{(n)}/I_{i1}^{(n)}$; variațiile impedanței optimale normate precum și a randamentului în banda de trecere a clistronului sînt arătate în figura 2.16,a ($R_0 = U_0/I_0$).

Caracteristica de ieșire propriu-zisă a clistronului este dată de dependența $I_{i1}^{(n)}/I_0 = f(U_{(n)}/U_0)$, arătată în figura 2.16,b [8] pentru diferite frecvențe f ; pe figură parametrul este notat prin raportul f/f_0, unde f_0 este frecvența centrală corespunzătoare semnalului de intrare. Porțiunile punctate ale caracteristicilor de ieșire corespund condițiilor cînd majoritatea electronilor sînt reflectați spre catod. Pe aceeași figură sînt reprezentate hiperbolele de randament constant pentru sarcini pur rezistive, $Z_s = R_s$; impedanța de sarcină optimală este cea corespunzătoare unei caracteristici de ieșire, tagentă la o hiperbolă de ran-

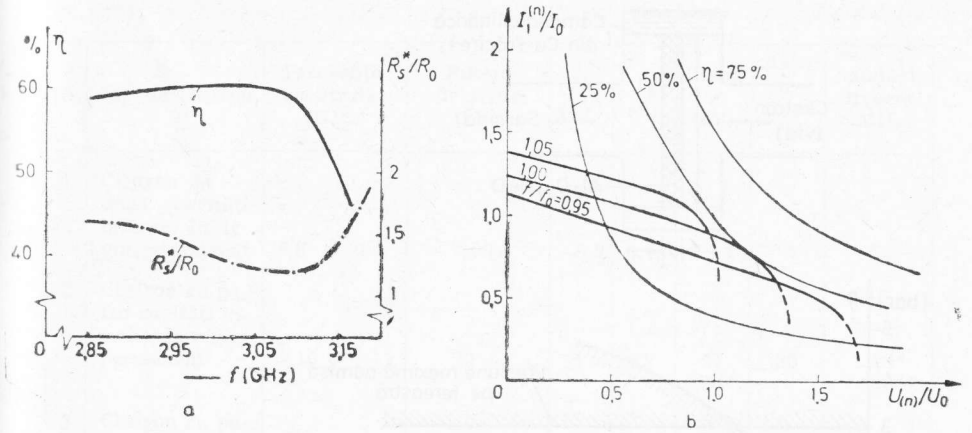


Figura 2.16. Caracteristici de ieșire ale clistronului de tranzit cu cavități multiple : a — exemple de variație a randamentului și impedanței optimale în banda de trecere ; b — caracteristici de ieșire pentru diferite frecvențe (f_0 este frecvența centrală).

dament constant. În practică totdeauna se impune $Z_s \gtrsim R_s^*$, deoarece dacă modulul impedanței de sarcină ia valori mari în comparație cu R_s, tensiunea de r.f. din ultima cavitate poate lua valori suficient de mari pentru a refula spre cavitățile în amonte electronii cu viteze mai mici ; prin aceasta scade puterea de ieșire și pot apărea fenomene de instabilitate și oscilație. Graficele din figura 2.16,a, b sînt obținute pe calculatorul electronic.

Banda de trecere. La clistroanele cu cavități multiple prin dezacordul cavităților intermediare se poate obține o lărgire importantă a benzii de trecere ; pentru a menține o bandă de trecere globală comparabilă cu cea a cavităților în amonte, pînă la (5—10)% din frecvența centrală, este necesar ca și banda de trecere a cavității de ieșire și a tuturor elementelor ce formează sistemul de ieșire să fie de același ordin. Lărgirea benzii de trecere echivalează cu micșorarea factorului de calitate total al cavității de ieșire $Q_{2t} \simeq 10 - 20$; astfel de valori scăzute ale lui Q_{2t} micșorează coeficientul de interacțiune flux-cavitate. Există mai multe metode de lărgire a benzii de trecere a cavității de ieșire fără a afecta alți parametri de funcționare : (a) creșterea perveanței, adică a raportului I_0/U_0 (între banda de trecere și perveanță există o dependență aproximativ liniară), prin aceasta menținîndu-se o valoare ridicată pentru coeficientul de interacțiune flux-cavitate ; (2) adăugarea la cavitatea de ieșire a unor componente care formează un filtru de microunde, interpus între cavitate și sarcină ; (3) cavitatea de ieșire este înlocuită printr-un ansamblu de cavități strîns cuplate între ele, conectate în paralel față de flux și față de sarcină ; acest

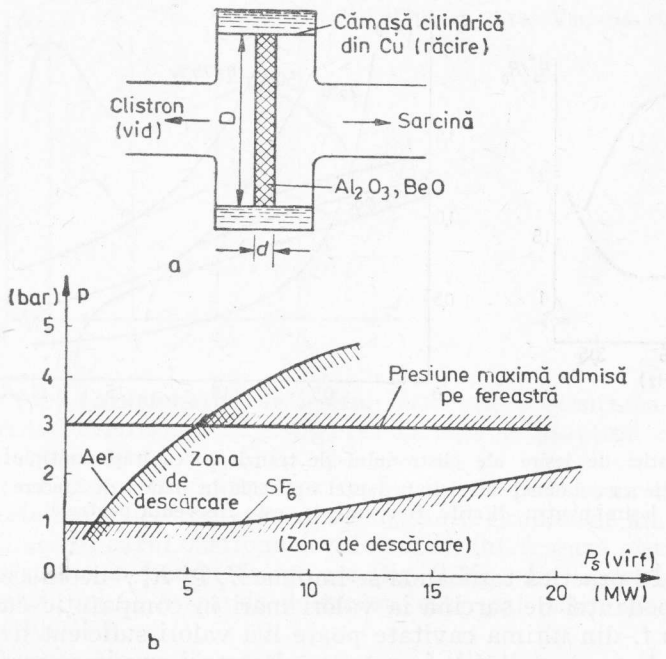


Figura 2.17. Fereastră de ieșire a clistronului de putere:
a — principiul de construcție; b — presiunea din ghidul intermediar funcție de puterea de ieșire.

ansamblu de cavități se apropie de un sistem nerezonant, cu bandă de trecere foarte largă.

c) **Fereastra de ieșire.** Energia de microunde este transmisă de la cavitatea de ieșire spre sarcină (antenă) prin intermediul unui ghid de undă, în interiorul căruia de regulă nu se realizează vid. Rolul ferestrei de microunde este de a separa partea vidată a instalației de cea aflată sub presiune, lăsînd să treacă energia de microunde și aceasta cu pierderi cît mai mici. Din motive constructive (rezistență mecanică) și de rigiditate electrică, fereastra este de formă circulară și se plasează într-un segment de ghid circular racordat în mod adecvat cu ghidurile rectangulare care vin de la clistron și de la sarcină (fig. 2.17, a). În clistroanele de mare putere cîmpul electric de r.f. atinge asemenea valori încît se produc descărcări în arc în ghidurile aflate la presiune atmosferică. Pentru evitarea acestor descărcări în ghid se introduce fie aer sub presiune relativ ridicată, fie un gaz cu bune proprietăți dielectrice; dacă se introduce hexafluorură de sulf (SF_6 = freon) presiunea necesară în ghid este mult mai mică decît în cazul aerului. Rezultă că fereastra trebuie să reziste la tensiuni mecanice

Tabelul II.2

Nr.	Tip de clistron	Frecvența centrală (GHz)	Putere de ieșire (kW)	U_0 (kV)	I_0 (A)	Cîștig G (dB)	Randament total %	Bandă de trecere (MHz)
1	Clistron cu două cavități interne, în regim permanent	5,9 — 6,4	0,004	0,6	0,16	7—10	5	25
2	Clistron cu patru cavități interne, în regim permanent	10 — 11	20	21	3,2	57 50	30	19* 30**
3	Clistron cu patru cavități externe, în regim permanent	0,68 — 0,99	11	11,5	2,3	35	40	8
4	Clistron cu cinci cavități interne, în regim permanent	2,65 — 3,95	500	63	140	56	57	20
5	Clistron cu trei cavități interne, în regim de impulsuri (TV 2091)	1,5 — 4	22 000	235	250	—	33—41	150—300
6	Clistron cu patru cavități, în regim de impulsuri	3 — 3,5	30 000	330	300	57	40	15
7	Clistron ipotetic cu 5—7 cavități interne, în regim de impulsuri	5 — 10	100 000 ($\tau \leqslant$ $\leqslant 50 \cdot 10^{-6}$ s)	500	500	50	60	5%

* Regim de amplificare maximă (acord sincron).
** Regim de randament maxim.

relativ mari; rezistența mecanică a ferestrei circulare depinde în principal de raportul $(d/D)^2$, unde d este grosimea, iar D diametrul ferestrei. Dependența presiune-putere de vîrf (impulsuri) pentru aer și freon este arătată în figura 2.17,b; tot aici este reprezentată linia de presiune maximă suportată de fereastră. Porțiunile hașurate sînt

domenii interzise de funcţionare. Din punctul de vedere al grosimii ferestrele de microunde se împart în două categorii: (1) ferestre subţiri cu $d \ll \lambda$, pentru care nu se observă fenomene de rezonanţă parazite; (2) ferestre groase cu $d \simeq \lambda$, care se comportă în apropierea rezonanţei ca o cavitate de transmisie. În cazul ferestrelor groase, pot apărea rezonanţe parazite, fapt ce îngustează banda de trecere. Materialele cele mai utilizate pentru ferestrele de microunde sînt alumina (Al_2O_3) şi oxidul de beriliu (BeO). La puteri foarte mari, datorită pierderilor dielectrice, ferestrele se pot încălzi afectînd rezistenţa mecanică şi etanşeitatea sistemului vidat; aceste neajunsuri se înlătură prin utilizarea unui circuit de răcire, realizat cu o cămaşă de cupru pe partea exterioară a ferestrei.

II.6.4. Parametrii unor tipuri de clistroane

În încheierea capitolului se prezintă parametrii cîtorva exemplare tipice de clistroane de tranzit (tabelul II.2 [1,3,8]).

Din cele expuse în cuprinsul capitolului II şi din tabelul II.2, rezultă că clistroanele de tranzit, în special cele cu cavităţi multiple sînt dispozitive capabile să furnizeze cele mai mari puteri în domeniul microundelor, în special în banda undelor centimetrice; sub acest aspect clistroanele de tranzit pot avea performanţe superioare chiar faţă de magnetroane şi tuburile cu undă progresivă de putere. Domeniile de aplicaţie cele mai importante: amplificatori de putere medie, de putere mare şi de putere foarte mare, utilizaţi în etajele finale ale instalaţiilor radar, emiţătorilor de radiocomunicaţii şi televiziune; clistroanele cu cavităţi multiple de putere foarte mare (în impuls $\simeq$ 100 MW) se utilizează în acceleratorii de particule liniari, de mare energie.

Capitolul III

CLISTRONUL REFLEX

III.1. Construcţie şi procese fizice de bază

Clistronul reflex reprezintă un clistron cu o singură cavitate rezonantă, care se utilizează ca generator de putere mică sau medie, în domeniul microundelor. Construcţia este arătată schematic în figura 3.1, a: tunul electronic (catodul şi anodul de accelerare) are în principiu aceeaşi formă ca şi la clistronul de tranzit; cavitatea rezonantă este prevăzută cu o buclă de cuplaj pentru transmiterea energiei către sarcină; reflectorul, R_f, este conectat la o tensiune negativă faţă de catod, $-U_{r0}$; în spaţiul de grupare, situat între cavitate şi reflector,

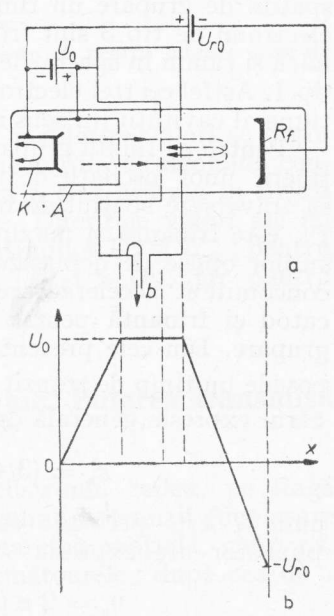


Figura 3.1. Clistronul reflex:
a — principiul de construcţie; b — variaţia tensiunii între catod şi reflector.

asupra electronilor acționează un cîmp static frînant. Variația tensiunii între catod și reflector este arătată în figura 3.1,b.

În expunerea principiului de funcționare se consideră că între diafragmele (grilele) cavității acționează o tensiune de microunde, $u_1(t) = U_1 \sin \omega t$, adică se presupune că în clistron este stabilit un regim permanent de autooscilație (condițiile de stabilire a oscilațiilor sînt expuse în paragraful III.3). Electronii emiși de catod sînt focalizați sub forma unui fascicul de către tensiunea U_0, aplicată pe anodul (grila) de accelerare și cavitatea rezonantă. La intrarea în cavitate electronii au viteza $v_0 = \sqrt{2q\,U_0/m}$; datorită acțiunii tensiunii $u_1(t)$ fluxul electronic suferă o modulație de viteză. În spațiul dintre cavitate și reflector (spațiul de grupare) asupra electronilor acționează un cîmp electric continuu frînant: electronii vor parcurge un anumit spațiu, pînă cînd viteza lor devine zero, apoi se întorc din nou spre cavitate traversînd spațiul de interacțiune în sens invers, de la dreapta spre stînga. Pe durata deplasării de la cavitate pînă la planul de reflexie și invers are loc procesul de grupare, adică modulația de viteză se transformă în modulație de densitate a fluxului. Acest proces este ilustrat în figura 3.2,a. Spre deosebire de clistronul de tranzit, aici gruparea are loc în jurul electronilor cu viteza neschimbată (de tip 1), care traversează cavitatea în momentele cînd tensiunea de r.f. trece prin zero, variind de la acceleratoare spre frînantă; electronii de tip 2 sînt accelerați de către $u_1(t)$; astfel ei parcurg o distanță mai mare și rămîn în spațiul de grupare un timp mai îndelungat decît electronii de tip 1; electronii de tip 3 sînt frînați de către $u_1(t)$, parcurg o distanță mai mică și rămîn în spațiul de grupare un timp mai mic decît electronii de tip 1. Astfel cei trei electroni considerați traversează spațiul de interacțiune al cavității (în sens invers) în același timp.

Pentru ca fluxul grupat să cedeze energie cavității (în scopul menținerii unor oscilații neamortizate) este necesar ca electronii grupați să traverseze spațiul de interacțiune în momentele cînd tensiunea de r.f. este frînantă și maximă. Trebuie avut în vedere că datorită sensurilor opuse de deplasare, alternanța pozitivă a tensiunii $u_1(t)$ este concomitent acceleratoare pentru electronii incidenți care vin de la catod și frînantă pentru electronii grupați care vin din spațiul de grupare. Din cele prezentate rezultă că electronii grupați trebuie să posede un timp de tranzit (tur-retur în spațiul de grupare) optim, τ_n, a cărui expresie generală este

$$\tau_n = (3/4 + n)T, \quad n = 0,1,2,\ldots, \tag{3.1}$$

unde T este perioada oscilațiilor de r.f.; unghiul de tranzit corespunzător are expresia

$$\theta_n = 2\pi\,(3/4 + n), \quad n = 0,1,2,\ldots; \tag{3.2}$$

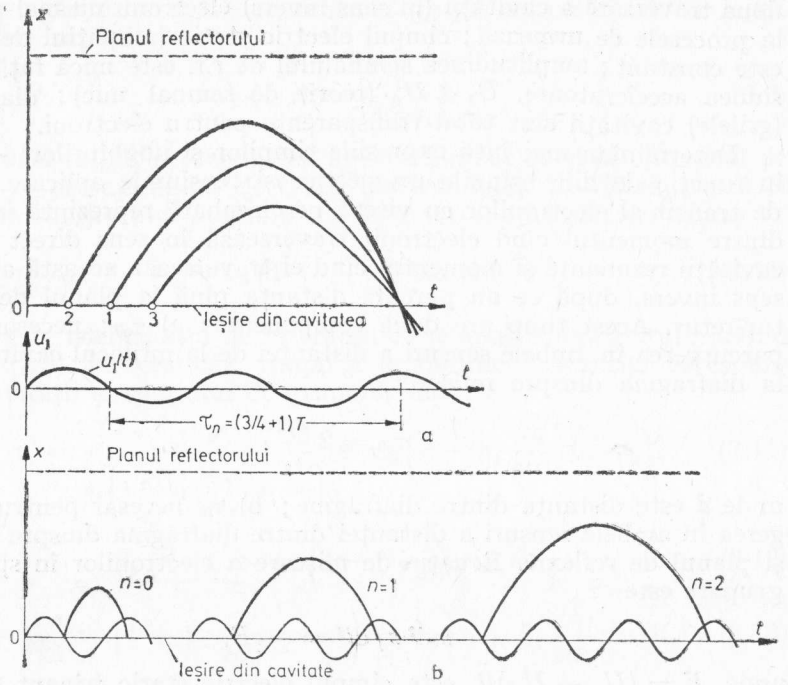


Figura 3.2. Procesul de grupare în clistronul reflex:
a — traiectoriile electronilor; b — traiectorii de electroni pentru diferite zone de oscilație.

în cazul figurii 3.2,a avem $n = 1$. Dînd lui n diferite valori se obțin *zonele de oscilație* din clistronul reflex; traiectoriile electronilor centrali ai grupării pentru diferite valori ale lui n sînt arătate în figura 3.2,b, n marcînd numărul zonei de oscilație. Diferitele valori ale lui τ_n și θ_n se obțin prin alegerea adecvată a tensiunilor U_0 și U_{r0}; pentru zonele cu n de valori mici avem, de regulă, $|U_{r0}| > U_0$, iar pentru cele cu n mare avem $|U_{r0}| < U_0$.

III.2. Gruparea fasciculului electronic. Puterea transmisă cavității

În studiul analitic al proceselor din clistronul reflex, pe lîngă ipotezele simplificatoare considerate la clistronul de tranzit (deplasare axială a electronilor, absența efectelor de sarcină spațială, cîmp r.f. uniform între diafragme), se mai adaugă următoarele: după cea de a

doua traversare a cavității (în sens invers) electronii nu mai participă la procesele ce urmează; cîmpul electric static în spațiul de grupare este constant; amplitudinea semnalului de r.f. este mică față de tensiunea acceleratoare, $U_1 \ll U_0$ (teorie de semnal mic); diafragmele (grilele) cavității sînt total transparente pentru electroni.

Determinăm mai întîi expresiile timpilor și unghiurilor de tranzit în funcție de dimensiunile geometrice și tensiunile aplicate. Timpul de tranzit al electronilor cu viteză neschimbată reprezintă intervalul dintre momentul cînd electronii traversează în sens direct mijlocul cavității rezonante și momentul cînd ei traversează această abscisă în sens invers, după ce au parcurs distanța pînă la planul de reflexie tur-retur. Acest timp are două componente: a) τ_{c0}; necesar pentru parcurgerea în ambele sensuri a distanței de la mijlocul cavității pînă la diafragma dinspre reflector,

$$\tau_{c0} = 2\,\frac{d/2}{v_0}, \tag{3.3}$$

unde d este distanța dintre diafragme; b) τ_{l0} necesar pentru parcurgerea în ambele sensuri a distanței dintre diafragma dinspre reflector și planul de reflexie. Ecuația de mișcare a electronilor în spațiul de grupare este

$$m\mathrm{d}^2 z / \mathrm{d}t^2 = -qE, \tag{3.4}$$

unde $E = (U_0 - U_{r0})/l$ este cîmpul electric static frînant din spațiul de grupare; soluția ecuației are forma generală

$$z = v(t - t_a) - \frac{qE}{m}\,\frac{(t - t_a)^2}{2}, \tag{3.5}$$

unde t_a este timpul cînd electronul considerat intră în spațiul de grupare, iar v este viteza de mișcare în acest spațiu. Punînd condiția $(z)_{t=t_b} = 0$, unde t_b este timpul cînd electronul reintră în spațiul de interacțiune, și considerînd că viteza în acest moment este $v \simeq v_0$, soluția netrivială este

$$\tau_{l0} = t_b - t_a = 2mv_0/qF. \tag{3.6}$$

Timpul total de tranzit pentru electronii cu viteză neschimbată este

$$\tau_{n0} = \tau_{c0} + \tau_{l0} = \frac{d}{v_0} + \frac{2m\,v_0}{qE} = \frac{1}{\sqrt{2qU_0/m}}\left(d + 4l\,\frac{U_0}{U_0 - U_{r0}}\right); \tag{3.7}$$

unghiul de tranzit corespunzător are expresia

$$\theta_0 = \theta_{c0} + \theta_{l0} = \frac{\omega}{\sqrt{2qU_0/m}}\left(d + 4l\,\frac{U_0}{U_0 - U_{r0}}\right). \tag{3.8}$$

Pentru găsirea expresiei curentului grupat se pleacă de la legea conservării sarcinii

$$i_2(z,\ t) = \frac{I_0}{|\,\mathrm{d}t_2/\mathrm{d}t_1\,|}. \tag{3.9}$$

Raportul $\mathrm{d}t_2/\mathrm{d}t_1$ se determină în mod similar ca și la clistronul de tranzit; se presupune că electronii sînt modulați în viteză, adică la traversarea mijlocului spațiului de interacțiune aceștia au viteza

$$v_1 = v_0\left(1 + \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega\,t_1\right), \tag{3.10}$$

unde β_1 este coeficientul de interacțiune (cuplaj) flux-cavitate, avînd expresia (2.3). În acest caz timpii și unghiurile de tranzit, corespunzător cavității și spațiului de grupare, sînt

$$\tau_c = \frac{d}{v_0\left(1 + \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right)} \simeq \tau_{c0}\left(1 - \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right), \tag{3.11}$$

$$\theta_c = \omega\tau_c = \theta_{c0}\left(1 - \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right), \tag{3.12}$$

$$\tau_l = \frac{2m}{qE}\,v_0\left(1 + \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right) = \tau_{l0}\left(1 + \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right), \tag{3.13}$$

$$\theta_l = \omega\tau_l = \theta_{l0}\left(1 + \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\sin\omega t_1\right). \tag{3.14}$$

Unghiul de tranzit al electronilor care traversează mijlocul spațiului de interacțiune în sens invers este

$$\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_c + \theta_l = \omega t_1 + (\theta_{c0} + \theta_{l0}) + X\sin\omega t_1, \tag{3.15}$$

unde

$$X = \beta_1\,\frac{U_1}{2U_0}\,(\theta_{l0} - \theta_{c0}) \tag{3.16}$$

reprezintă parametrul de grupare (t_1 și t_2 reprezintă momentele cînd electronii considerați traversează mijlocul spațiului de interacțiune în sens direct, respectiv în sens invers). Trebuie observat că procesele de grupare din interiorul cavității și din spațiul de grupare sînt de semn opus, adică pe durata deplasării între diafragme există tendința de micșorare a parametrului de grupare.

Ținînd cont de (3.15), relația (3.9) devine

$$i_2(t) = \frac{I_0}{|1 + X\cos\omega t_1|}. \tag{3.17}$$

Procedînd în mod similar ca și la clistronul de tranzit, pentru prima armonică a curentului transportat de către fluxul grupat se obține expresia

$$i_{21}(t) = -2I_0 J_1(X)\cos(\omega t_2 - \theta_0), \tag{3.18}$$

unde s-a notat $\theta_0 = \theta_{c0} + \theta_{l0}$, iar $J_1(X)$ reprezintă funcția Bessel de speța I și ordin 1, avînd argumentul X. Acest curent grupat traversînd cavitatea induce (electrostatic) curentul

$$i_{i1}(t) = -2\beta_1 I_0 J_1(X)\cos(\omega t_2 - \theta_0) = -I_{i1}\cos(\omega t_2 - \theta_0); \tag{3.19}$$

la rîndul său, curentul i_{i1} dă naștere, între diafragmele cavității, unei tensiuni frînante pentru electronii grupați care se deplasează în sens invers, pe care o notăm

$$u_1(t) = -U_1 \sin \omega t \tag{3.20}$$

(semnul (—) apare ca urmare a convenției făcute cu privire la originea de fază).

Pentru a calcula puterea P_e, pe care fluxul o transmite cavității, este convenabil să reprezentăm mărimile $i_{i1}(t)$ și $U_1(t)$ sub formă fazorială

$$i_{i1}(t) = \underline{I}_{i1}\, e^{j\omega t},\ u_1(t) = \underline{U}_1 e^{j\omega t} \tag{3.21}$$

unde amplitudinile complexe sînt

$$\underline{I}_{i1} = -I_{i1} e^{-j\theta_0},\ \underline{U}_1 = U_1 e^{j\pi/2}. \tag{3.22}$$

Puterea, P_e, se determină din expresia

$$P_e = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}[\underline{I}_{i1}\,\overset{*}{\underline{U}}_1], \tag{3.23}$$

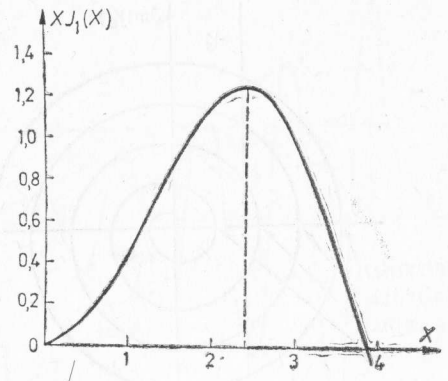
unde $\overset{*}{\underline{U}}_1$ este conjugata lui U_1. Ținînd cont de (3.22) și înlocuind pe U_1 cu expresia sa din (3.16) se obține

$$P_e = -I_0 U_0 \frac{2XJ_1(X)}{\theta_{l0} - \theta_{c0}} \sin\theta_0. \tag{3.24}$$

Din ultima relație rezultă că puterea transmisă cavității este pozitivă și maximă pentru unghiurile de tranzit care satisfac condiția $\sin\theta_0 = -1$, adică tocmai pentru unghiurile de tranzit optime $\theta_0 = \theta_n = 2\pi(3/4 + n)$. Pentru aceste unghiuri avem:

$$P_{e\,max} = I_0 U_0 \frac{2XJ_1(X)}{\theta_{l0} - \theta_{c0}} = I_0 U_0 \frac{XJ_1(X)}{\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}}. \tag{3.25}$$

Figura 3.3. Dependența $F_1(X) = XJ_1(X)$, care simulează variațiile puterii de ieșire și randamentului în funcție de parametrul de grupare.



Randamentul electronic maxim are expresia

$$\eta_{e\,max} = \frac{P_{e\,max}}{P_0} = \frac{XJ_1(X)}{\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}}. \tag{3.26}$$

Atît $P_{e\,max}$ cît și $\eta_{e\,max}$ depind de funcția $F_1(X) = XJ_1(X)$; această funcție este reprezentată în figura 3.3 și are un maxim egal cu 1,25 pentru $X = 2{,}41$. Neglijînd unghiul de tranzit din spațiul de interacțiune, θ_{c0}, ultimele două relații se simplifică

$$P_{e\,max} = I_0 U_0 \frac{XJ_1(X)}{\pi(3/4 + n)},\quad \eta_{e\,max} = \frac{XJ_1(X)}{\pi(3/4 + n)}, \tag{3.27}$$

din care se trage concluzia că atît puterea maximă transmisă cavității cît și randamentul scad pe măsură ce n crește (luînd numai valori întregi).

III.3. Condiții de existență a autooscilațiilor staționare

a) **Admitanța electronică.** Amplitudinea și frecvența oscilațiilor excitate în cavitatea de rezonanță de către fluxul electronic grupat pot fi caracterizate cu ajutorul admitanței electronice (datorate componenței de r.f. a curentului), care se definește ca raportul dintre amplitudinile complexe $\underline{I}_{i1}$ și $\underline{U}_1$; avem:

$$\underline{Y}_e = g_e + jb_e = \frac{\underline{I}_{i1}}{\underline{U}_1} = \frac{2\beta_1 I_0 J_1(X)\exp[-j(\theta_0 + \pi)]}{\underline{U}_1 \exp(j\pi/2)} =$$

$$= \beta_1^2 g_0 F_2(X)\cdot(\theta_{l0} - \theta_{c0})\exp[-j(\theta_0 - \pi/2)], \tag{3.28}$$

în care s-a notat: $g_0 = I_0/U_0$ (conductanța componentei continue a curentului); $F_2(X) = J_1(X)/X$, funcție reprezentată în figura 3.3.

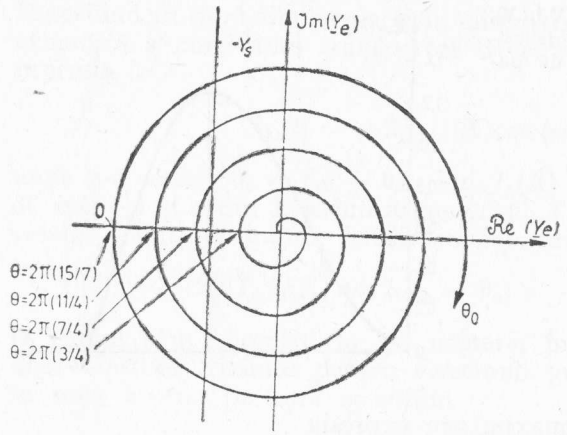


Figura 3.4. Variația impedanței electronice în funcție de unghiul de tranzit.

Conductanța, g_e, și susceptanța, b_e, au expresiile

$$g_e = \beta_1^2 g_0 \cdot (\theta_{l0} - \theta_{c0}) \cdot F_2(X) \sin \theta_0, \tag{3.29}$$

$$b_e = \beta_1^2 g_0 \cdot (\theta_{l0} - \theta_{c0}) F_2(X) \cos \theta_0. \tag{3.30}$$

Neglijînd unghiul de tranzit dintre diafragme ($\theta_{l0} \gg \theta_{c0}$) și luînd $\beta_1 \simeq 1$, în cazul semnalelor foarte mici ($F_2(X) = 1/2$), admitanța electronică poate fi scrisă sub forma simplificată

$$\underline{Y}_e = (g_0/2)\theta_0 \exp[-j(\theta_0 - \pi/2)]. \tag{3.31}$$

Dînd lui θ_0 valori crescătoare $\underline{Y}_e$ descrie în planul complex o spirală (fig. 3.4), care se dezvoltă în sensul acelor de ceasornic. Spirala intersectează axa reală negativă la unghiuri $\theta_n = 2\pi(3/4 + n)$, pentru care admitanța este negativă și pur activă. Pe figură este reprezentată, de asemenea, o dreaptă corespunzătoare admitanței totale de sarcină Y_s (luată cu semnul minus), asupra căreia se discută mai jos.

b) **Condiția de stabilire a autooscilațiilor.** Pentru analiza procesului de stabilire a oscilațiilor și de menținere a unei amplitudini staționare se pleacă de la schema echivalentă generală a cavității (fig. 3.5, a), care conține următoarele elemente: admitanța electronică, $\underline{Y}_e = g_e + jb_e$, datorată componentei de r.f. a curentului; admitanța de pierderi proprii a cavității, $\underline{Y}_c = g_c + jb_c$; conductanța $2g_0$, datorată componentei continue a curentului care traversează de două ori cavitatea; admitanța de sarcină (redusă la spațiul de interacțiune al cavității), $\underline{Y}_s = g_s + jb_s$. Este cunoscut că oscilațiile care pot lua naștere într-un sistem oscilant ca cel din figura 3.5 (ca urmare a zgomotelor termice sau a excitației cu un semnal singular) sînt de forma

$$u(t) = U_m e^{-\alpha t} \sin \omega t, \tag{3.32}$$

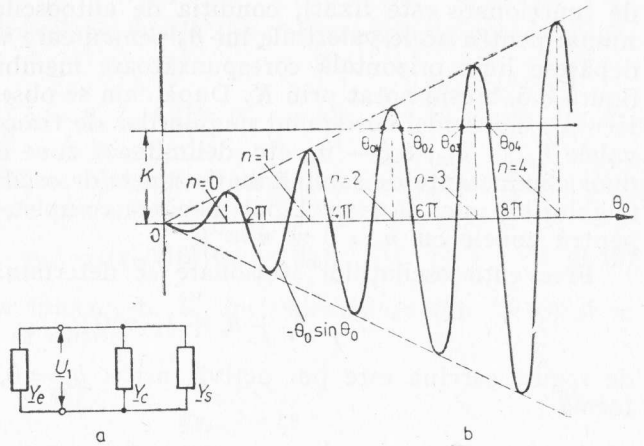


Figura 3.5. Condiții de autooscilație:
a — schemă echivalentă a cavității rezonante în prezența fluxului electronic grupat; b — ilustrarea grafică a condiției de autooscilație pentru o sarcină dată.

unde $\alpha = g_t/2C$, prin C notîndu-se capacitatea echivalentă totală a cavității și sarcinii, iar g_t reprezintă conductanța totală a sistemului reprezentat în figura 3.5. La clistroanele de mică putere conductanța g_0 este foarte mică și, de regulă, se include în conductanța cavității care se notează $g_{c0} = g_c + 2g_0$.

Condiția de menținere a oscilațiilor neamortizate este $g_t \leqslant 0$; pentru cazul oscilațiilor staționare avem

$$g_t = g_e + g_{c0} + g_s = 0. \tag{3.33}$$

Această condiție poate fi satisfăcută numai pentru valori negative ale conductanței electronice, deoarece conductanțele g_{c0} și g_s sînt totdeauna pozitive. În cazul tensiunilor de r.f. foarte mici, adică la limitele zonelor de oscilație, avem $F_2(X) = 1/2$ și $\theta_{c0} \ll \theta_{l0}$, astfel (3.29) devine

$$g_e = (g_0/2)\beta_1^2 \theta_0 \sin \theta_0; \tag{3.34}$$

introducînd această valoare în (3.33) se obține

$$-\theta_0 \sin \theta_0 = \frac{2(g_{c0} + g_s)}{\beta_1^2 g_0}. \tag{3.35}$$

Soluția ultimei ecuații este reprezentată grafic în figura 3.5, b, pentru θ_0 variabil; membrul stîng al ecuației reprezintă o sinusoidă de amplitudine crescătoare (involutivă). Pentru o valoare dată a conductanței de sarcină, g_s (g_{c0} este constantă atunci cînd regimul

de funcționare este fixat), condiția de autooscilație este satisfăcută numai pentru acele valori ale lui θ_0 pentru care vîrfurile de sinusoidă depășesc linia orizontală corespunzătoare membrului drept, care în figura 3.5, b este notat prin K. După cum se observă, maximele pozitive ale sinusoidei corespund unghiurilor de tranzit optime, iar intervalele $\theta_{01} - \theta_{02}$, $\theta_{03} - \theta_{04}$ etc. delimitează zone de oscilație. În cazul unor conductanțe de sarcină mari, zonele de oscilație corespunzătoare unghiurilor mici de tranzit pot dispărea complet, așa cum este cazul pentru zonele cu $n = 0$ și $n = 1$.

Frecvența oscilațiilor staționare se determină din condiția

$$b_e + b_c + b_s = 0\,; \tag{3.36}$$

de regulă sarcina este pur activă, astfel $b_s = 0$, iar b_c se pune sub forma

$$b_c = \omega C - \frac{1}{\omega L} = \omega_0 C\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \simeq 2C(\omega - \omega_0), \tag{3.37}$$

unde $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ este pulsația de rezonanță proprie a cavității. Prin urmare, a doua condiție de oscilație, referitoare la frecvență, este :

$$2C(\omega - \omega_0) + (g_0/2)\beta_1^2\theta_0\cos\theta_0 = 0. \tag{3.38}$$

c) **Putere de ieșire. Zone de oscilație.** După cum rezultă din figura 3.5, b și din procesele fizice expuse mai sus, conductanța electronică, pentru o zonă dată de oscilație, este maximă în centrul zonei unde unghiul de tranzit este optim ; drept urmare și puterea transferată de la fluxul grupat spre cavitate (în final spre sarcină) este maximă pentru unghiurile de tranzit optime, așa cum rezultă din relația (3.25). Puterea transmisă sarcinii, precum și frecvența de oscilație variază în limitele unei zone. Aceste variații se pot exprima sub formă analitică, considerînd mici abateri ale unghiului de tranzit de la valorile optime

$$\delta\theta = \theta_0 - \theta_n = \theta_0 - 2\pi(3/4 + n),\ |\delta\theta| \leqslant \pi/2.$$

Ținînd seama de ultima egalitate, mărimile g_e și b_e devin

$$g_e = -\beta_1^2 g_0(\theta_{l0} - \theta_{c0})F_2(X)\cos\delta\theta, \tag{3.39}$$

$$b_e = \beta_1^2 g_0(\theta_{l0} - \theta_{c0})F_2(X)\sin\delta\theta, \tag{3.40}$$

iar condiția de oscilație (3.33) se scrie

$$g_s + g_{c0} - \frac{2\beta_1 I_0 J_1(X)}{U_1}\cos\delta\theta = 0. \tag{3.41}$$

Multiplicînd ultima relația cu $U_1^2/2$ se obține expresia puterii transferate sarcinii,

$$P_s = \frac{g_s U_1^2}{2} = \beta_1 I_0 J_1(X)\ U_1\cos\delta\theta - \frac{g_{c0}U_1^2}{2}. \tag{3.42}$$

Din expresia (3.28) se observă că modulul admitanței electronice este maxim la semnale mai mici, unde $F_2(X) = 1/2$, anume

$$y_{em} = (g_0/2)\beta_1^2(\theta_{l0} - \theta_{c0}), \tag{3.43}$$

Dacă în (3.41) se înlocuiește U_1 cu valoarea sa din (3.16) și se ține cont de (3.43), se obține

$$F_2(X) = \frac{g_{c0} + g_s}{2\,y_{em}\cos\delta\theta}\,; \tag{3.44}$$

ținînd cont de ultima relație, puterea de ieșire se poate pune sub forma :

$$P_s = \frac{I_0 U_0}{\theta_{l0} - \theta_{c0}}\left[2F_1(X)\cos\delta\theta - \frac{g_{c0}}{y_{em}}X^2\right], \tag{3.45}$$

relație care caracterizează regimul de funcționare al clistronului reflex.

După cum rezultă din ultima relație, nu toată puterea produsă de fluxul electronic grupat este transmisă sarcinii ; o fracțiune importantă este disipată pe conductanța cavității, astfel randamentul raportat la sarcină este mult mai mic decît cel electronic (3.26), și anume :

$$\eta_s = \frac{1}{\theta_{l0} - \theta_{c0}}\left[2F_1(X)\cos\delta\theta - \frac{g_{c0}}{y_{em}}X^2\right]. \tag{3.46}$$

În centrele zonelor avem

$$P_{s\,max} = \frac{I_0 U_0}{\theta_{l0} - \theta_{c0}}\left[2F_1(X) - \frac{g_{c0}}{y_{em}}X^2\right], \tag{3.47}$$

$$\eta_{s\,max} = \frac{1}{\theta_{l0} - \theta_{c0}}\left[2F_1(X) - \frac{g_{c0}}{y_{em}}X^2\right]. \tag{3.48}$$

Pentru a evalua valorile pe care le pot lua randamentele $\eta_{e\,max}$ și $\eta_{s\,max}$ ne referim la expresia (3.26) pe care o aproximăm sub forma

$$\eta_{e\,max} = \frac{F_1(X)}{\pi(3/4 + n)} \simeq \frac{0{,}4}{3/4 + n}. \tag{3.49}$$

Dînd diferite valori lui n, se obține : $n = 0$, $\eta_{0e\,max} = 53{,}1\%$; $n = 1$, $\eta_{1e\,max} = 22{,}7\%$; $n = 2$, $\eta_{2e\,max} = 14{,}5\%$; $n = 7$, $\eta_{7e\,max} = 5{,}1\%$. Se poate vedea că aceste rezultate reprezintă o aproximație grosieră,

printr-o simplă verificare: scoţînd valoarea lui U_1 din (3.16) avem ($\theta_{c0} \ll \theta_{l0}$, $X = 2{,}41$, $\beta_1 = 1$)

$$U_1 = \frac{2U_0}{\beta_1 \theta_0} X = \frac{0{,}765\, U_0}{3/4 + n}. \tag{3.50}$$

Pentru $n = 0$ se obţine $U_1 = 1{,}02U_0$, rezultat care este în evidentă contradicţie cu presupunerea iniţială de semnal mic; pentru $n = 3$, $U_1 \simeq 0{,}204\, U_0$; pentru $n = 6$, $U_1 = 0{,}113\, U_0$. În funcţionarea normală este obligatoriu ca U_1 să nu depăşească valoarea de $U_0/2$, în caz contrar electronii grupaţi sînt returnaţi în spaţiul de grupare. Erorile introduse prin teoria de semnal mic sînt mai semnificative pentru zonele cu n mic şi scad pe măsură ce n creşte.

Trebuie avut în vedere că o fracţiune importantă a electronilor din flux sînt captaţi de pereţi, diafragme sau reflector; astfel, în relaţiile referitoare la putere şi randament curentul I_0 trebuie înlocuit cu kI_0, unde $k \simeq 1/2$. De asemenea, fiind dat că o anumită cantitate a puterii este disipată pe cavitate, randamentul referitor la sarcină este foarte mic. Conform calculelor efectuate în [15], pentru $n = 1$, $\eta_{s\,max}$ nu depăşeşte 5%, iar pentru zonele cu n mare valorile sînt şi mai mici; randamentul măsurat este de ordinul a (2 — 4)%.

Zonele de oscilaţie se definesc ca domenii de variaţie a unghiului de tranzit în limitele cărora sînt satisfăcute condiţiile de autooscilaţie; în practică unghiul de tranzit θ_0 este variat prin variere tensiunii de reflector. Graficele de variaţie a puterii de ieşire (unităţi arbitrare) în funcţie de tensiunea de reflector sînt arătate în figura 3.6, a. La zonele cu n mic $P_{s\,max}$ corespunzătoare centrului

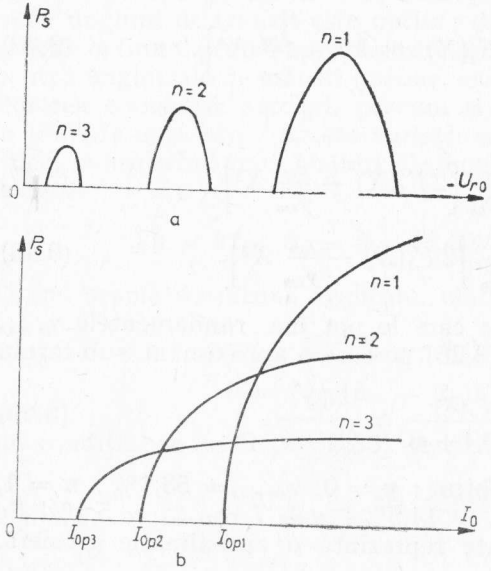


Figura 3.6. Zone de oscilaţie:
a — variaţia puterii de ieşire funcţie de tensiunea aplicată pe reflector;
b — variaţia puterii de ieşire în funcţie de intensitatea fasciculului nemodulat.

zonei are valori mai mari; dar pe măsura scăderii lui n, condiţia de autooscilaţie este satisfăcută pentru curenţii I_0 tot mai mari. Ne convingem de acest lucru determinînd valoarea prag a acestui curent, notată I_{0p}. În centrul zonei modulul conductanţei electronice, pentru $F_2(X) = 1/2$, este

$$g_e = \frac{\beta_1^2 I_0}{2U_0} (\theta_{l0} - \theta_{c0}). \tag{3.51}$$

Dacă

$$g_{c0} + g_s < g_e, \tag{3.52}$$

atunci $X \neq 0$ şi avem tensiuni U_1 diferite de zero; introducînd (3.51) în (3.52) rezultă valorile prag ale curentului I_0 pentru diferite zone de oscilaţie

$$I_{0p} \geqslant \frac{2U_0(g_{c0} + g_s)}{\beta_1^2(\theta_{l0} - \theta_{c0})} = \frac{U_0(g_{c0} + g_s)}{\beta_1^2[\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}]}. \tag{3.53}$$

Dînd lui n valori crescătoare, condiţiile de autooscilaţie se pot realiza pentru curenţi I_{0p} de valori tot mai mici. Variaţia puterii de ieşire în funcţie de curentul I_0, pentru diferite zone de oscilaţie este arătată în figura 3.6, b: puterea P_s şi curentul I_{0p} cresc pe măsură ce n scade. Faptul că puterea $P_{s\,max}$ scade atunci cînd n creşte se poate explica uşor plecînd de la relaţia (3.47): $F_1(X)$ este constantă, avînd valoarea maximă de 1,25 la $X = 2{,}41$; astfel, de la o zonă la alta $P_{s\,max}$ scade aproximativ în raportul $1/(3/4 + n)$.

III.4. Frecvenţa oscilaţiilor. Acordul electronic

Frecvenţa oscilaţiilor proprii ale clistronului reflex se determină în general din condiţia ca suma susceptanţelor să fie zero (ecuaţia (3.36)); observăm că susceptanţa cavităţii (3.37) în apropierea rezonanţei se poate pune sub forma

$$b_c = 2\, Q_{cs}\, g_{cs} \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = 2Q_{cs}\, g_{cs} \left(\frac{f}{f_0} - 1\right), \tag{3.54}$$

unde $g_{cs} = g_{c0} + g_s$, iar

$$Q_{cs} = \omega_0 C / g_{cs} \tag{3.55}$$

reprezintă factorul de calitate al cavităţii încărcate (cu sarcina conectată). Frecvenţa f pentru care este satisfăcută relaţia (3.54) reprezintă frecvenţa oscilaţiilor staţionare şi se notează f_{osc}; expresia ei este

$$f_{osc} = f_0(1 - b_e/2Q_{cs}g_{cs}). \tag{3.56}$$

Conform condiției de autooscilație (3.33) avem $g_{cs} = -g_e$, astfel încît (3.56) devine:

$$f_{osc} = f_0(1 + b_e/2g_eQ_{cs}); \tag{3.57}$$

raportul b_e/g_e este funcție de regimul de funcționare, care este determinat de mărimile U_0, I_0, θ_0, U_1 etc., prin urmare expresia generală a frecvenței de oscilație va fi:

$$f_{osc} = f_0\left[1 + \frac{1}{2Q_{cs}}\gamma(U_0, I_0, \theta_0, U_1, \ldots)\right]. \tag{3.58}$$

Din expresia generală se observă că frecvența de oscilație depinde de mai mulți factori: frecvența de rezonanță proprie a cavității, factorul de calitate în sarcină, Q_{cs}, mărimile U_0, I_0, θ_0, U_1, $-U_{r0}$, dintre care cel mai important desigur este cavitatea rezonantă. Variația frecvenței f_{osc} prin modificarea dimensiunilor geometrice ale cavității (acord inductiv sau capacitiv) se numește a c o r d m e c a n i c; unele considerații asupra acestui tip de acord sînt date în paragraful III.6.

Acordul electronic. Deosebit de interesant este faptul că la clistronul reflex frecvența de oscilație poate fi variată în anumite limite prin varierea tensiunilor de alimentare U_0 și $-U_{r0}$, care modifică unghiul de tranzit θ_0. Acest mod de variere a frecvenței f_{osc} poartă numele de *acord electronic*; principiul acordului electronic este ilustrat grafic în figura 3.7, a: punctele de intersecție ale curbelor $b_c = \xi(f)$ și $-b_e = \zeta(f)$ dau tocmai frecvențele de oscilație.

Ținînd cont de expresiile mărimilor g_e și b_e, (3.29) și (3.30), frecvența de oscilație capătă expresia

$$f_{osc} = f_0\left(1 + \frac{1}{2Q_{cs}\,\mathrm{tg}\,\theta_0}\right). \tag{3.59}$$

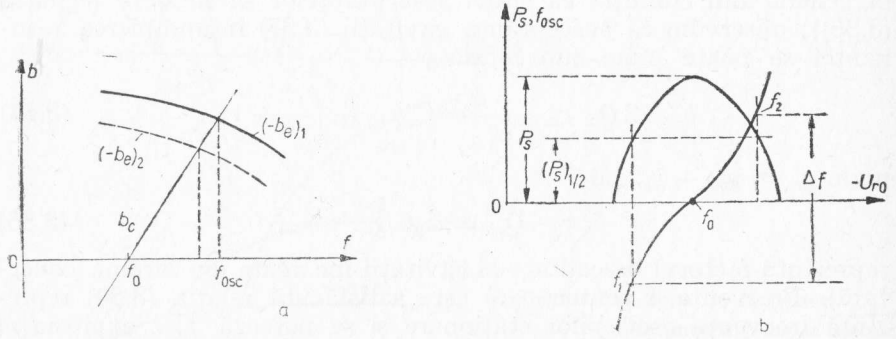


Figura 3.7. Acordul electronic al clistronului reflex:
a — principiul acordului electronic; b — variația frecvenței de oscilație și a puterii în funcție de tensiunea reflectorului.

În centrele zonelor de oscilație avem $f_{osc} = f_0$ (deoarece $b_e = 0$ sau $\mathrm{tg}\,\theta_n = \infty$); prin urmare, este important de examinat variația frecvenței de oscilație în limitele unei zone, produsă prin deviația unghiului de tranzit de la valoarea optimă. Ținînd cont de (3.39), (3.40) expresia frecvenței de oscilație devine

$$f_{osc} = f_0\left(1 - \frac{1}{2Q_{cs}}\,\mathrm{tg}\,\delta\theta\right). \tag{3.60}$$

Variația mărimii $\delta\theta$ se poate realiza prin schimbarea uneia din tensiunile U_0, $-U_{r0}$ sau a amîndurora deodată; evident, în practică este recomandabilă varierea tensiunii $-U_{r0}$, întrucît variația tensiunii U_0 este însoțită de un consum important de energie. Unghiul de tranzit, θ_{c0}, nu este influențat de către tensiunea de reflector (vezi (3.8)); prin urmare, se poate scrie

$$\delta\theta = \frac{\partial\theta_{l0}}{\partial U_{r0}}\delta U_{r0} = \frac{\theta_{l0}}{U_0 - U_{r0}}\delta U_{r0} = \frac{2\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}}{U_0 - U_{r0}}\delta U_{r0}, \tag{3.61}$$

iar expresia frecvenței f_{osc} devine

$$f_{osc} = f_0\left\{1 - \frac{1}{2Q_{cs}}\mathrm{tg}\left[\frac{2\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}}{U_0 - U_{r0}}\delta U_{r0}\right]\right\}. \tag{3.62}$$

Din ultima relație se trage concluzia că f_{osc} depinde de δU_{r0} (variațiile lui U_{r0}) după o lege tangențială, așa cum este arătat în figura 3.7, b: dacă U_{r0} crește în valoare absolută, adică δU_{r0} este negativ, frecvența de oscilație crește în raport cu f_0; dacă U_{r0} scade, atunci și f_{osc} scade în raport cu f_0.

Banda acordului electronic se definește, de regulă, ca domeniul de variație continuă a frecvenței f_{osc}, în limitele căruia puterea de ieșire scade la jumătate (atenuare de 3 dB). Pentru a evalua lărgimea benzii de acord electronic presupunem că pierderile în cavitate sînt neglijabile, deci $P_s \simeq P_e$, și $\theta_{c0} \ll \theta_{l0}$. Notăm prin $\Delta\theta$ variația unghiului de tranzit față de θ_n (centrul zonei), corespunzător scăderii puterii la jumătate; în aceste condiții, ținînd cont de (3.24), se poate scrie

$$(P_s)_{1/2} = -I_0 U_0 \frac{\sin[2\pi(3/4 + n) + \Delta\theta]}{2\pi(3/4 + n) + \Delta\theta} 2X_b J_1(X_b), \tag{3.63}$$

unde X_b este parametrul de grupare corespunzător limitelor benzii de acord, în care P_s scade la jumătate. În cazul unor variații $\Delta\theta$ mici (totdeauna $\Delta\theta \leqslant \pi/2$) parametrul de grupare este funcție numai de tensiunea U_1; astfel $X_b = X_0/\sqrt{2}$, unde X_0 este parametrul de grupare corespunzător centrului zonei. Lărgimea benzii de acord, Δf, se poate exprima prin una din formele [3]

$$\Delta f = f_2 - f_1 = \frac{f_0}{Q_{cs}}\sqrt{2\frac{J_1^2(X_b)}{J_1^2(X_0)} - 1} = \frac{\beta_1^2 I_0(3/4 + n)}{CU_0}\sqrt{F_2^2(X_b) - F_2^2(X_0)} \tag{3.64}$$

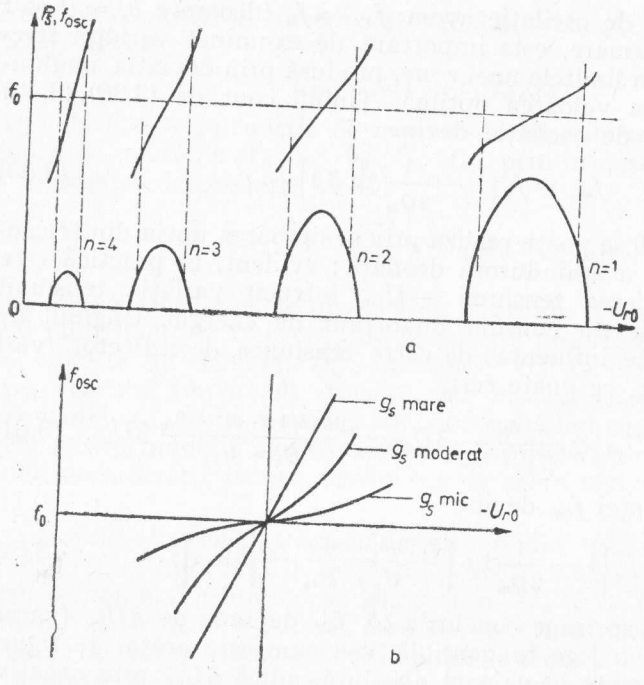


Figura 3.8. Banda acordului electronic la clistronului reflex:
a — variația frecvenței și puterii pentru diferite zone de oscilație; b — influența sarcinii asupra frecvenței de oscilație.

Din expresiile (3.64) rezultă că banda de acord electronic poate fi lărgită pe mai multe căi: (a) funcționînd în zone cu n mare, fapt ilustrat în figura 3.8, a; (b) utilizînd cavități cu C echivalent și Q_c de valori mici și mărind sarcina g_s; variația frecvenței de oscilație în limitele unei zone pentru diferite sarcini este arătată în figura 3.8, b [14]; (c) utilizînd construcții cu tun electronic de perveanță mare. În general, lărgimea benzii de acord electronic nu depășește 0,5% din frecvența f_0; astfel în banda S (10 cm) $\Delta f = (15 - 20)$MHz, iar în banda X (3 cm) $\Delta f = (30 - 50)$MHz. Deci acordul electronic nu poate înlocui total acordul mecanic al cavității, ci poate servi pentru controlul precis și neinerțial (rapid) al frecvenței de oscilație.

Sensivitatea (rata) acordului electronic se definește ca rata de variație a frecvenței de oscilație atunci cînd tensiunea de reflector variază cu un volt. Considerînd variații mici, δU_{r0}, față de tensiunea corespunzătoare centrului zonei, dependența dintre f_{osc} și U_{r0} poate fi aproximată ca liniară (fig. 3.8, a). Într-adevăr, pentru δU_{r0} mici, în expresia (3.62) tangenta poate fi înlocuită prin argument; notînd

$\delta f_r = (f_{osc} - f_0)$ variația frecvenței de oscilație în raport cu f_0, din (3.62) se poate scoate expresia sensivității acordului electronic

$$S_{ae} = \frac{\delta f_r}{\delta U_{r0}} = -\frac{f_0}{Q_{cs}} \frac{\pi(3/4 + n) - \theta_{c0}}{U_0 - U_{r0}}. \qquad (3.65)$$

Din ultima expresie se pot face unele considerații referitoare la căile de obținere a unor valori ridicate pentru S_{ae}: (a) funcționînd în zonele cu n mare; (b) utilizînd sarcini g_s de valori mari, astfel încît Q_{cs} să aibă valori mici; (c) utilizînd clistroane cu tensiuni de alimentare U_0 și U_{r0} de valori mici; (d) S_{ae} este mai mare în cazul clistroanelor cu f_0 mare. În general, sensivitatea acordului electronic are valori de ordinul $S_{ae} = (0{,}025 - 4)$ MHz/V.

Una dintre particularitățile cele mai interesante ale fenomenului de acord electronic constă în posibilitatea de modulare a semnalului generat. În principiu, se poate realiza atît modulația de amplitudine cu semnale dreptunghiulare, cît și modulația de frecvență. Mai răspîndită este modulația de frecvență, care are avantajul că frecvența semnalului de modulație poate fi foarte mare, pînă la zeci de MHz. Semnalul de modulație se aplică pe reflector, suprapunîndu-se peste tensiunea $-U_{r0}$; în acest fel procesul de modulare se realizează cu consum neînsemnat de energie. Dar acordul electronic are și un neajuns care nu trebuie neglijat: orice pulsație (ca urmare a unei filtrări insuficiente) sau variație a tensiunilor $-U_{r0}$ și U_0 produce o modulație nedorită a semnalului de ieșire. Această modulație parazită este cu atît mai supărătoare cu cît sensivitatea S_{ae} este mai mare; prin urmare, sînt necesare surse de alimentare foarte bine filtrate și cu o bună stabilizare a tensiunii.

III.5. Caracteristici de sarcină

Regimul de funcționare a clistronului reflex, avînd cavitatea rezonantă și tensiunile de alimentare fixate, depinde de valoarea și natura sarcinii precum și de elementele de cuplaj. În general prin *caracteristici de sarcină* ale clistronului reflex se înțelege dependența puterii de ieșire (transmisă sarcinii) și a frecvenței oscilațiilor de admitanța de sarcină. În toate cazurile sarcina externă se cuplează prin intermediul unui grup de elemente care formează *adaptorul de putere*; adesea între adaptorul de sarcină și sarcina propriu-zisă este conectat un sistem de transmisie (ghid de unde sau linie de transmisie). În scopul simplificării expunerii se presupune că admitanța de sarcină este conectată direct la cavitate (la bornele spațiului de interacțiune),

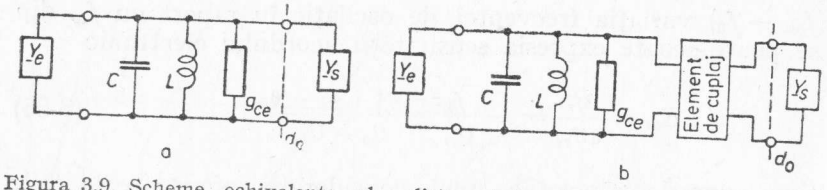


Figura 3.9. Scheme echivalente ale clistronului reflex:
a — admitanța de sarcină este cuplată direct la cavitatea rezonantă; b — între sarcină și cavitate este conectat un element de cuplaj (adaptor de putere).

rezultînd schema din figura 3.9, a; de asemenea, se neglijează efectul de histerezis electronic, adică pentru o zonă de oscilație dată, curbele de variație a puterii și frecvenței sînt simetrice față de mijlocul zonei (în realitate totdeauna există un histerezis electronic și curbele respective prezintă o anumită asimetrie).

Conform expresiei (3.42) puterea transferată sarcinii externe este proporțională cu pătratul amplitudinii oscilațiilor staționare, U_{10}. La rîndul ei, această amplitudine este funcție de valoarea conductanței de sarcină, g_s, așa cum rezultă din figura 3.10, a, a cărei explicație este următoarea: în momentul amorsării oscilațiilor, U_1 este foarte mic și funcția $F_2(X) = J_1(X)/X$ are valoarea maximă de 1/2,

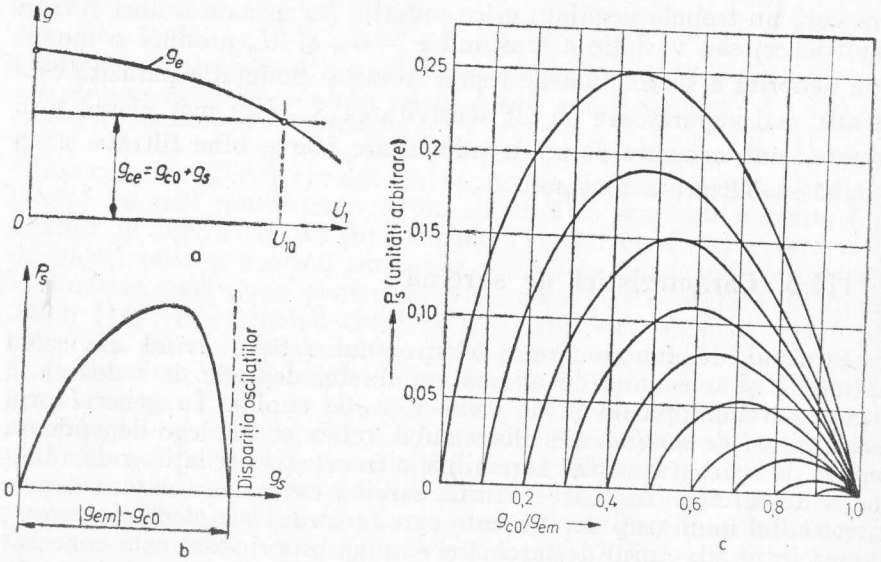


Figura 3.10. Caracteristici de sarcină ale clistronului reflex:
a — amplitudinea oscilațiilor staționare; b — variația puterii în funcție de sarcină; c — influența conductanței de pierderi a cavității.

astfel admitanța electronică, g_s (vezi relația (3.39), are o valoare maximă, g_{em}, corespunzătoare centrului zonei. Pe măsură ce amplitudinea oscilațiilor crește, are loc micșorarea lui g_e, aproximativ după legea dată de $F_2(X)$; atunci cînd g_e (valoare absolută) devine egal cu $g_{cs} = g_{c0} + g_s$ se ajunge la regimul staționar. Curba de variație a puterii, $P_s = 0{,}5U_{10}^2 g_s$, în funcție de g_s este arătată în figura 3.10, b: pentru $g_s = 0$ amplitudinea oscilațiilor este zero; de asemenea, pentru $g_s \geqslant |g_{em}| - g_{c0}$, oscilațiile dispar; maximul puterii P_s are loc pentru o valoare intermediară a lui g_s.

Desigur puterea transmisă sarcinii depinde de conductanța de pierderi a cavității, $g_{c0} = g_c + 2g_0$. Ținînd seama de expresia puterii P în centrul zonei (relația (3.47)), se pot obține curbele din figura 3.10, c [15], avînd ca parametru pe g_{c0}/g_{em} (este ușor de observat că $g_{em} = Y_{em}$). Admitanța g_s corespunzătoare maximelor curbelor se numește optimală și are valoarea $g_{sopt} = (g_{em} - g_{c0})/2$. Examinînd graficele din figura 3.10, c se observă că pentru abateri nu prea mari ale sarcinii de la valoarea optimală, puterea scade relativ lent; numai pentru abateri mari puterea scade rapid.

III.5.1. Diagrame de sarcină ideale

Reprezentarea grafică a relațiilor care definesc regimul de funcționare (condiții de existență a oscilațiilor staționare precum și frecvența lor) constituie diagrame de sarcină. Acestea pot fi reprezentate atît în coordonate rectangulare cît și cu ajutorul diagramelor circulare.

1. *Diagrame în coordonate rectangulare.* Presupunem că sarcina $Y_s = g_s + jb_s$ este conectată direct pe cavitate; expresia puterii P_s (3.42) poate fi pusă sub forma

$$P_s = \frac{g_s}{g_{c0} + g_s} \frac{I_0 U_0}{\theta_{l0} - \theta_{c0}} 2F_1(X) \cos \delta\theta. \qquad (3.66)$$

Frecvența oscilațiilor rezultă din condiția ca susceptanța totală a sistemului cavitate + sarcină să fie zero

$$b_e + b_c + b_s = (g_{c0} + g_s) \operatorname{tg} \delta\theta + 2C(\omega - \omega_0) + b_s = 0 \qquad (3.67)$$

(s-a utilizat relația $b_e = -g_e \operatorname{tg} \delta\theta$).

Reprezentarea ultimelor două relații în planul complex (fig. 3.11, în care pentru simplitate s-a luat $\delta\theta = 0$), constituie diagramele de sarcină ideale în coordonate rectangulare; pe axa reală avem $g_{cs} = g_s + g_{c0}$, iar pe axa imaginară avem b_s. Liniile de putere egală sînt linii paralele cu axa imaginară, aceste linii fiind dispuse între punctele $g_s = 0$ ($g_{cs} = g_{c0}$) și $g_{scr} = |g_e| - g_{c0}$ ($g_{cs} = |g_e|$). Liniile de frecvență constantă sînt drepte paralele cu axa reală; pentru $b_s = 0$ avem

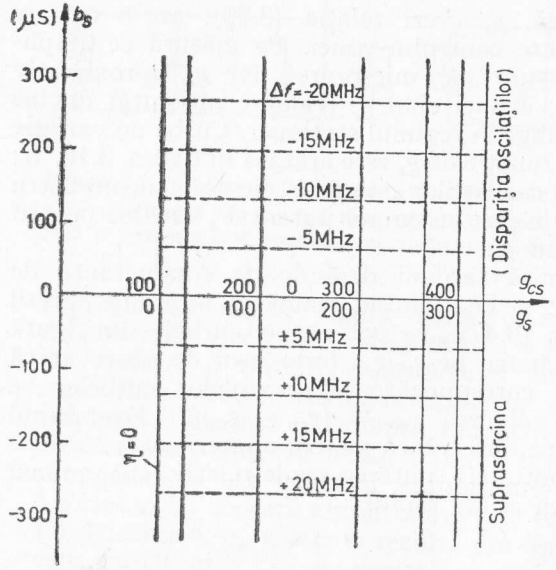


Figura 3.11. Diagrame ideale de sarcină în coordonate carteziene.

$\omega_{osc} = \omega_0$. Diagrama din figura 3.11 este desenată pentru un caz concret de clistron și sarcină, $g_{c0} = 10^{-4}$ S, $g_e = 5{,}10^{-4}$ S, C = 1 pF; liniile de putere egală sînt marcate prin procente față de puterea maximă; intervalul dintre liniile de frecvență egală este de 5 MHz.

În practică se constată abateri evidente de la diagrama ideală reprezentată în figura 3.11; există mai multe cauze dintre care două sînt mai importante. În primul rînd, s-a presupus că randamentul cavității, $\eta_c = g_s/(g_s + g_{c0})$ nu depinde de susceptanța b_s; însă ca urmare a unor valori mari ale lui b_s în adaptorul de putere iau naștere unde staționare de mare amplitudine, care măresc substanțial pierderile de putere în adaptor. Acest efect se manifestă în diagramă prin aceea că liniile de putere constantă se apropie în partea superioară și cea inferioară; astfel domeniul de oscilație devine finit. În al doilea rînd, pe durata ridicării diagramei este extrem de dificil de menținut o valoare constantă a lui $\delta\theta$. Aceasta se datorește faptului că prin schimbarea susceptanței b_s are loc fenomenul de *tîrîre a frecvenței*; pentru menținerea constantă a lui $\delta\theta$ este necesară o reglare continuă a tensiunii de reflector. Dacă pentru $\delta\theta = 0$ această operație, deși greoaie, este posibilă, menținerea constantă a lui $\delta\theta$ pentru valori diferite de zero necesită modificarea parametrilor stabiliți anterior, pentru regimul de funcționare dat; menținînd pe $-U_{r0}$ constant, unghiul $\delta\theta$ variază după relația

$$\delta\theta = (\Delta\omega/\omega_0)2\pi(3/4 + n); \qquad (3.68)$$

astfel liniile de frecvență constantă nu vor mai fi paralele, fapt care, de asemenea, limitează domeniul de funcționare a clistronului.

2. *Diagrame circulare.* După cum este știut, în domeniul microundelor, pentru studiul propagării puterii printr-un sistem de transmisie (ghid de unde sau linie de transmisie) este larg utilizată diagrama (abaca) Smith. Sub formă generală, în cadrul liniilor de transmisie această diagramă constă din două categorii de curbe: (a) cercuri de conductanță (rezistență) egală ale căror centre lunecă pe linia $b_s = 0$, și (b) curbe de susceptanță (reactanță) egală (coeficient de reflexie, r, constant sau coeficient de undă staționară, σ, constant). Utilizarea diagramei Smith pentru studiul proceselor de transmisie a puterii de la cavitatea rezonantă a clistronului reflex spre sarcină conduce la diagrama circulară de tip Rieke (fig. 3.12), care constă din două

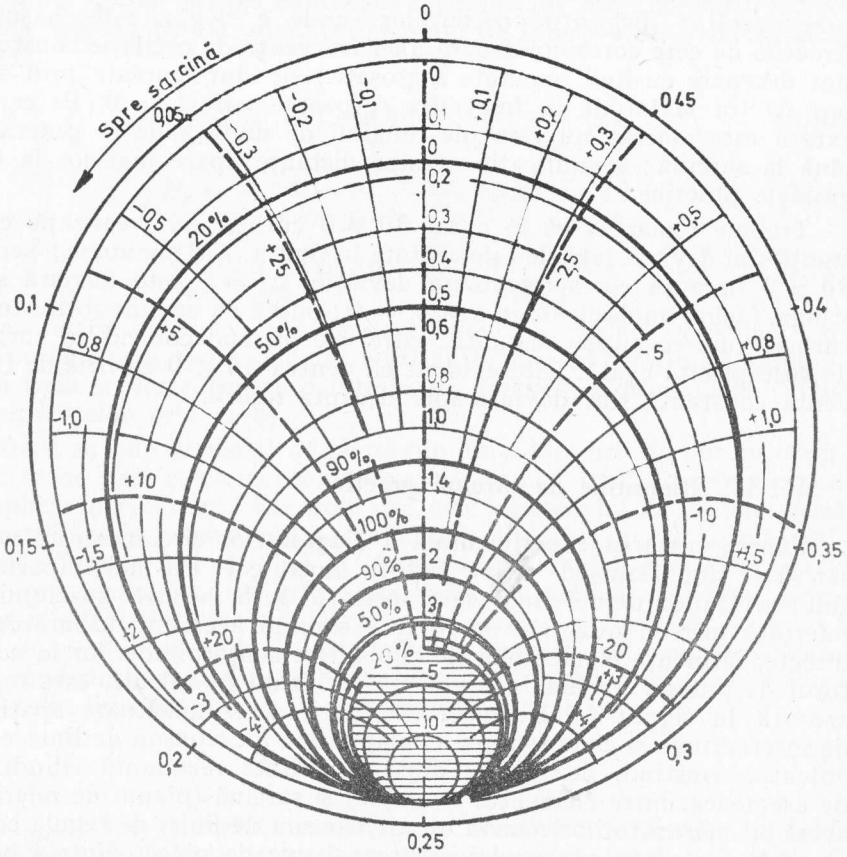


Figura 3.12. Diagrama circulară de tip Rieke.

categorii de curbe: cercuri de putere de ieşire, P_s, constantă, şi curbe de frecvenţă de oscilaţie constantă; acestea din urmă reprezintă arcuri de cerc, care, pentru $\delta\theta = 0$ sînt perpendiculare pe cercurile de putere constantă. Spre deosebire de diagrama în coordonate rectangulare, diagrama circulară se construieşte în coordonate g_s şi b_s, adică nu se marchează spaţiul afectat lui g_{c0}, ultimul cerc corespunzînd situaţiei cînd randamentul η_s este zero.

Construcţia diagramei decurge astfel: se trasează un număr de cercuri de conductanţă egală în domeniul $g_s = 0 \div \infty$, centrul lor lunecînd pe diametrul $b_s = 0$; apoi se trasează arcuri de cerc corespunzătoare diferitelor valori ale lui b_s în domeniul $b_s = 0 \div \infty$, atît pozitiv (capacitiv) cît şi negativ (inductiv). Cercurile de putere constantă, trasate cu linii groase, sînt marcate în procente, faţă de puterea maximă corespunzătoare unei conductanţe g_s optimale. Domeniul corespunzător dispariţiei oscilaţiilor, unde $g_s > g_{scr}$, este haşurat. Arcurile de cerc corespunzătoare unei frecvenţe de oscilaţie constante sînt desenate cu linii punctate îngroşate; ele sînt marcate prin abateri Δf (în MHz) de la frecvenţa f_0 pentru care $b_s = 0$. Pe cercul extern este marcat numărul de lungimi de undă λ de la generator pînă la sarcină; semnificaţia acestor distanţe apare mai jos la diagramele practice.

Trebuie remarcat că în cazul $\delta\theta \neq 0$ curbele de frecvenţă constantă sînt deviate faţă de cele arătate în figura 3.12 şi anume: pentru $\delta\theta > 0$ dreapta corespunzătoare deviaţiei $\Delta f = 0$ este deviată spre stînga, făcînd unghiul $\delta\theta$ cu axa $b_s = 0$; odată cu ea sînt rotite toate curbele cu frecvenţă constantă, astfel ele nu mai coincid cu curbele de susceptanţă egală. Este evident că pentru $\delta\theta < 0$ curbele de frecvenţă constantă sînt deviate spre dreapta figurii.

III.5.2. **Diagrame de sarcină practice**

Pentru trasarea experimentală a diagramelor circulare este necesar să se ţină seama de cîţiva factori, dintre care cei mai importanţi sînt: secţiunea de referinţă se translează de la bornele spaţiului de referinţă într-un punct de la bornele sarcinii accesibil măsurătorilor directe, influenţa elementelor de cuplaj, influenţa pierderilor în adaptorul de putere. Schema echivalentă, utilizată în calcule, este reprezentată în figura 3.9, b: între secţiunea corespunzătoare spaţiului de interacţiune şi elementul de cuplaj există un tronson de linie echivalentă, constînd, de regulă, dintr-o cavitate rezonantă cilindrică; de asemenea, între elementul de cuplaj şi sarcină (planul de referinţă accesibil măsurătorilor) există un alt tronson de linie, de regulă cablu coaxial. Elementul de cuplaj este constituit de obicei dintr-o buclă ce alimentează cablul coaxial; uneori elementul de cuplaj poate fi

o fantă practicată în ghidul de undă. Pentru simplitate se neglijează pierderile din elementul de cuplaj, considerîndu-l ca un transformator de admitanţe (impedanţe) cu coeficientul de transformare m.

Întrucît se iau în consideraţie liniile de transmisie de la cavitate spre sarcină, este convenabil ca admitanţa de sarcină să fie considerată în unităţi normate faţă de admitanţa caracteristică (de undă) Y_0 a liniei de transmisie sau ghidului, $\underline{Y}_{s0} = g_{s0} + jb_{s0}$ ($g_{s0} = g_s/y_0$, $b_{s0} = b_s/y_0$). Factorii de calitate intern (al cavităţii) şi extern (al sarcinii) sînt

$$Q_c = \omega_0 C/g_{c0}\,;\quad Q_{ext} = \omega_0 C/mY_0. \tag{3.69}$$

În cazul simplu, cînd planul de referinţă accesibil măsurătorilor este plasat la o distanţă egală cu un număr întreg de $\lambda/2$ faţă de generator (se pot neglija defazajele introduse de linii), se obţin următoarele trei relaţii care definesc regimul de funcţionare a clistronului reflex

$$-\frac{2g_e}{\omega_0 C}F_1(X)\cos\delta\theta + \frac{1}{Q_c} + \frac{g_{s0}}{Q_{ext}} = 0, \tag{3.70}$$

$$P_s = \frac{g_{s0}}{g_{s0} + Q_{ext}/Q_c}\,\frac{2I_0U_0}{\theta_{l0} - \theta_{c0}}F_2(X)\cos\delta\theta, \tag{3.71}$$

$$\left(\frac{1}{Q_c} + \frac{g_{s0}}{Q_{ext}}\right)\operatorname{tg}\delta\theta + \frac{2\,\Delta\omega}{\omega_0} + \frac{b_{s0}}{Q_{ext}} = 0\,; \tag{3.72}$$

prima relaţie exprimă condiţia de existenţă a oscilaţiilor (suma conductanţelor este zero), a doua reprezintă puterea transmisă sarcinii, iar a treia serveşte pentru determinarea frecvenţei de oscilaţie (suma susceptanţelor este zero).

Dacă se ţine seama şi de pierderile din adaptorul de putere (tronsoanele de linii şi elementul de cuplaj) atunci relaţiile de calcul se complică foarte mult. În acest caz este convenabil să se folosească un artificiu de construcţie a diagramei circulare, numit „linie rotitoare". Tronsoanele de linii şi elementul de cuplaj pot fi caracterizate prin coeficientul de reflexie, r, măsurat la capătul dinspre generator al liniei. Puterea P_0 la capătul încărcat al liniei de lungime l este $P_0 = P_1 e^{-\alpha l}$, unde P_1 este puterea la începutul liniei; mărimea $e^{-\alpha l}$ reprezintă modulul coeficientului de reflexie, $|r| = e^{-\alpha l}$. Pierderile din linie, exprimate în dB, sînt

$$(e^{-\alpha l})_{dB} = 10\log\frac{1 - z_{10}}{1 + z_{10}}, \tag{3.73}$$

unde $z_{10} = 1/\sigma$ reprezintă rezistenţa echivalentă de pierderi a liniei (normată faţă de impedanţa de undă), iar σ este coeficientul de undă staţionară care poate fi determinat prin „măsurători la rece". Luînd

pentru σ valoarea tipică de 35 dB, rezultă că pierderile în linie sînt de 0,155 dB.

O diagramă circulară tipică este reprezentată în figura 3.13. Liniatura de bază cu cercuri de conductanţă egală şi arce de cerc de susceptanţă egală rămîne neschimbată (de regulă această liniatură este standardizată). Datele de construcţie a diagramei sînt: (a) pentru clistron, $g_e = 500 \cdot 10^{-6}$S, $g_{e0} = 100 \cdot 10^{-6}$S, $C = 1$ pF, $\delta\theta = 0$, $f_0 = 60$ GHz ($Q_e = 600$); (b) pentru linii şi elementul de cuplaj, $l = 2{,}125\lambda$, $|r| = 0{,}5$ dB, $Y_0 = 2000 \cdot 10^{-6}$S, $m = 1/20$. Linia corespunzătoare frecvenţei f_0 ($\Delta f = 0$) este rotită faţă de dreapta $b_s = 0$ în sens contrar acelor de ceasornic cu $l = 2{,}125\lambda$ ($= 0{,}125\lambda$). Ca urmare, întregul ansamblu al cercurilor de putere constantă şi arcurilor de frecvenţă constantă este rotit cu $l = 0{,}125\lambda$. Datorită pierderilor în linii, domeniul corespunzător dispariţiei oscilaţiilor (haşurat) îşi măreşte aria, iar domeniile ce marchează diferite puteri de ieşire, în procente faţă de cea maximă, îşi micşorează aria. Alte cazuri interesantă de diagrame practice pot fi găsite de către cititor în lucrarea [14].

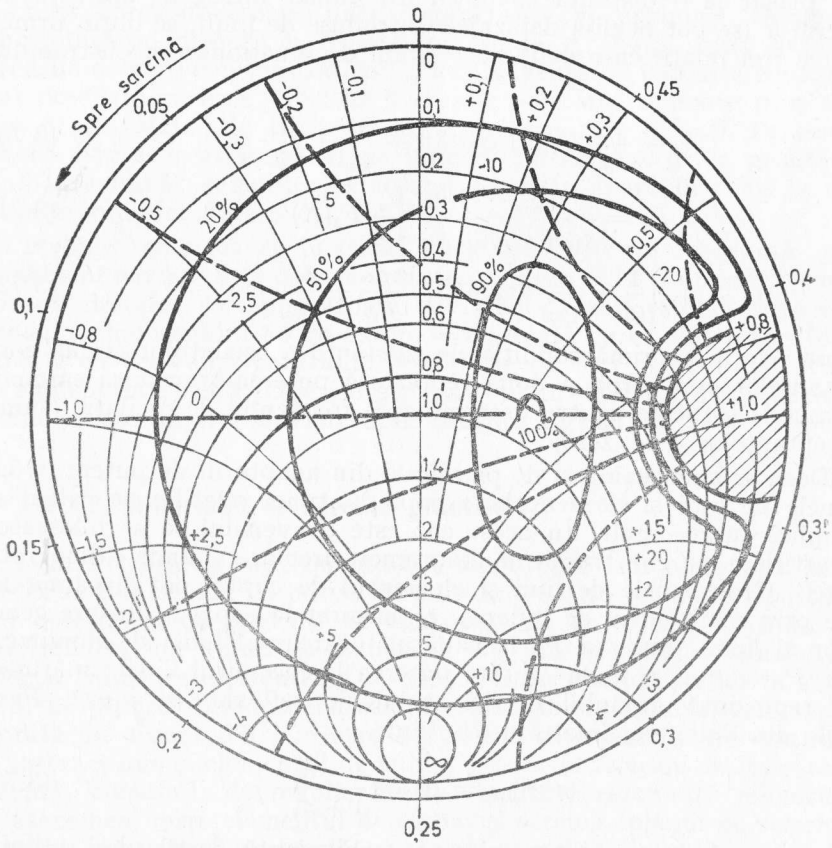


Figura 3.13. Diagramă de sarcină circulară practică pentru cazul cînd există o linie de cuplaj cu lungimea $l = 2{,}125\ \lambda$.

III.6. Consideraţii constructive

Funcţia principală a clistronului reflex este cea de oscilator de mică putere în domeniul microundelor; mai demult era utilizat în special ca oscilator local în receptoarele superheterodină şi abia mai tîrziu a început utilizarea sa în aparatura de cercetare şi în instalaţiile de emisie. Din această cauză randamentul nu joacă un rol atît de important ca în clistroanele de tranzit (de putere) sau în magnetroane; de asemenea, construcţiile practice nu ridică probleme tehnologice deosebite, specifice unor puteri foarte mari. În mod curent puterile de ieşire sînt de ordinul zecilor sau sutelor de mW, şi numai în anumite cazuri aceste puteri sînt de ordinul waţilor (la funcţionarea în impulsuri se poate ajunge la puteri de ordinul zecilor de waţi).

Cele mai importante probleme constructive şi de exploatare ale clistronului reflex sînt legate de valoarea şi stabilitatea frecvenţei de oscilaţie, banda de acord, metodele de acord mecanic şi electronic, sistemul de cuplaj cu sarcina.

Cavitatea rezonantă poate fi internă sau externă. De regulă, pentru $\lambda < 5$ cm cavitatea rezonantă este de tipul intern, montată în interiorul incintei vidate; pentru $\lambda > 5$ cm cavitatea este de tipul extern. În cazul cavităţii externe diafragmele sînt situate în interiorul incintei vidate; două discuri metalice care fac corp comun cu diafragmele traversează pereţii de sticlă sau ceramică ai incintei vidate şi servesc drept suport pentru fixarea părţii exterioare (torului) a cavităţii.

Acordul mecanic al clistronului reflex se poate realiza prin trei metode: acord inductiv, acord capacitiv şi utilizarea unei cavităţi adiţionale (intermediere între clistron şi sarcină). Tipul de acord precum şi forma cavităţii rezonante sînt funcţie de banda de acord necesară şi de frecvenţa de oscilaţie. În cazul unor benzi de acord relativ mici ($< \pm 10\%$) în comparaţie cu frecvenţa centrală se utilizează cavităţi de formă toroidală sau cilindrică, în care (prin intermediul unei capacităţi de scurtcircuitare) se excită modul TM_{010}. Pentru benzi de acord mai largi se recomandă ghiduri de undă coaxiale sau rectangulare. Acordul inductiv (se acţionează asupra părţii inductive a cavităţii, adică a torului) este utilizat mai ales în cazul cavităţilor externe, deoarece sînt necesare deplasări relativ mari ale pistoanelor sau şuruburilor de acord; acest tip de acord este arătat

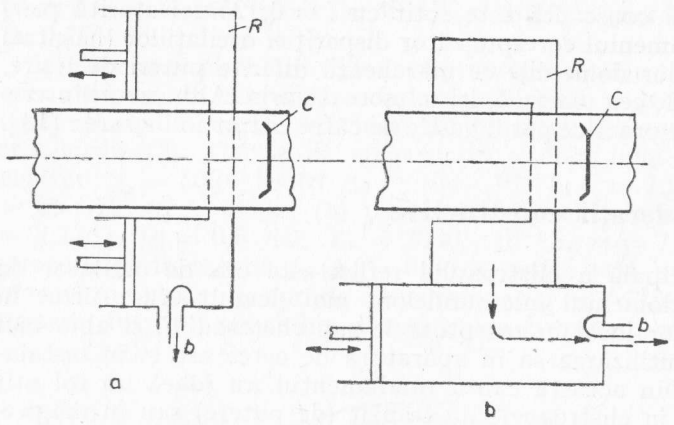
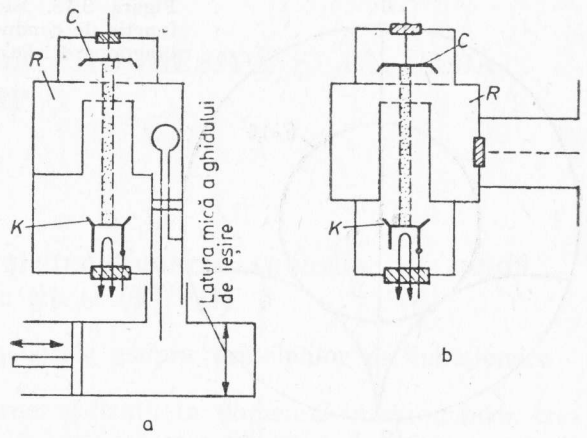


Figura 3.14. Acordul clistronului reflex:
a — acordul inductiv al cavității rezonante; b — acord prin intermediul unei cavități adiționale.

schematic în figura 3.14, a. Acordul capacitiv se realizează prin deformarea unui perete lateral al cavității (care este făcut dintr-o membrană elastică) sau cu ajutorul unei palete care se apropie sau se depărtează de spațiul de interacțiune. Acest tip de acord are două neajunsuri: (1) banda de acord este relativ mică și (2) modificarea distanței dintre diafragme modifică cîmpul de r.f. și unghiul de tranzit, θ_{c0} (în general $\theta_{c0} < 0{,}7\pi$); astfel odată cu varierea frecvenței se deteriorează rapid puterea de ieșire. Foarte răspîndită este metoda de acord cu cavitate adițională (fig. 3.14, b). În acest caz, cavitatea rezonantă a clistronului reflex (activă) nu este prevăzută cu elemente de acord; cavitatea adițională (pasivă) realizată dintr-un tronson de ghid rectangular este prevăzută cu un știft de acord, accesibil pentru reglaje curente. Este evident că în acest caz se pot obține benzi de acord suficient de largi, fără a influența regimul de funcționare a clistronului. Cavitatea adițională comunică cu cea activă prin intermediul unei fante nerezonante, prevăzută cu fereastră de vid (sticlă sau ceramică).

Extragerea puterii de ieșire constituie, de asemenea, o problemă constructivă importantă, în special în cazul cavităților interne. Transmiterea puterii de la cavitate spre sarcină se realizează, de obicei, cu ajutorul unei bucle plasate în partea inductivă a cavității; bucla este conectată la un cablu coaxial care duce la un ghid de unde (fig. 3.15, a), firul central al cablului constituind o sondă de excitare; dacă cavitatea este de tipul internă, atunci sistemul trebuie să fie prevăzut cu o fereastră de vid care separă incinta vidată de ghidul de undă. Dimensiunea și amplasarea buclei, precum și dimensiunea

Figura 3.15. Extragerea puterii de ieșire:
a — buclă de cuplaj conectată la ghidul extern printr-un tronson de cablu coaxial; b — fantă de cuplaj.



sondei de excitație determină valoarea coeficientului de cuplaj și factorul de calitate total al cavității; fiind dat că puterea transmisă sarcinii este maximă în cazul unor admitanțe adaptate, factorul de calitate total este $Q_{cs} = 200 - 300$ ($Q_c \simeq 600$). O altă metodă de extragere a puterii de ieșire, în special pentru lungimi de undă mici, $\lambda \gtrsim 2$ cm, este aceea de a conecta direct ghidul de undă la cavitate prin intermediul unei fante de cuplaj nerezonante (fig. 3.15, b); fanta este prevăzută cu o fereastră de vid, deoarece la aceste lungimi de undă cavitatea este de tipul internă.

În legătură cu banda de acord și transmiterea puterii spre sarcină trebuie luat în considerare și efectul de t î r î r e a f r e c v e n ț e i. După cum s-a specificat și mai sus, variația admitanței (susceptanței) de sarcină provoacă modificarea frecvenței de oscilație. Pentru a stabili valorile maxime (pozitive) și minime (negative) ale susceptanței este convenabil ca aceste variații să fie exprimate prin intermediul coeficientului de undă staționară (modul și fază). De regulă, coeficientul de undă staționară maxim se fixează la început; de exemplu, pentru $\sigma = 1{,}5$, utilizînd diagrama circulară Rieke (fig. 3.16) se poate determina domeniul de variație a frecvenței de oscilație datorită fenomenului de tîrîre. Cercul de rază $\sigma = 1{,}5$ avînd centrul în punctul de coordonate $g_s = 1$ (valoare normată în raport cu conductanța de undă) ,$b_s = 0$, este tangent la arcurile de cerc corespunzătoare frecvențelor f_1 ($b_{s\,min}$) și f_2 ($b_{s\,max}$), unde $f_1 > f_2$; dacă se impune $\sigma = 1{,}2$, atunci domeniul de variație a frecvenței datorită fenomenului de tîrîre este mult mai mic.

Clistroanele reflexe funcționează cu parametri acceptabili pînă în banda undelor milimetrice. Creșterea în continuare a frecvenței de oscilație este legată de unele greutăți tehnologice în ce privește fabricarea unor cavități rezonante de dimensiuni foarte mici (dia-

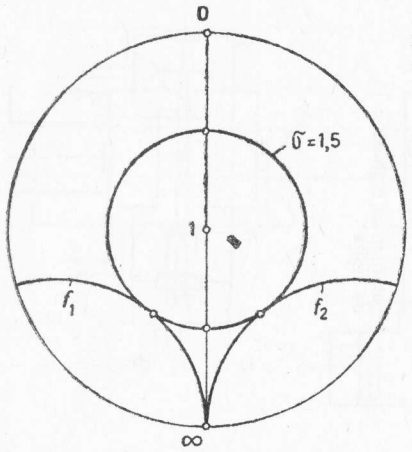


Figura 3.16. Efectul de tîrîre a frecvenţei în funcţie de conductanţa de sarcină, ilustrat în diagrama Rieke.

metrul cavităţii este $D \gtrsim \lambda/2$) cu grile (diafragme) extrem de fine; de asemenea, realizarea unor tunuri electronice cu densităţi mari de curent ($\gtrsim 30$ A/cm²) şi cu perveanţă ridicată, poate întîmpina unele greutăţi de fabricaţie.

În tabelul III.1 sînt daţi parametrii cîtorva clistroane reflexe tipice.

Tabelul III.1

Parametrii unor clistroane reflexe tipice

Nr. crt.	Tipul de clistron	Banda de frecvenţe (GHz)	Putere de ieşire (mW)	U_0 (V)	I_0 (mA)	$-U_{r_0}$ (V)	Banda de acd. electr. (MHz)	Sensiv. acord. electr. MHz/V	Nr. zonei de osc. (n)
1	Clistron în banda *S*, cu incinta de sticlă şi cavitate externă	1,15 — 3,75	80—150	300	30	110—230	20	0,6—0,85	2 sau 3
2	Clistron metalic în banda *X*, cu cavitate internă	8,5 — 9,6	20—40	300	25	130—185	55	2,2	6 sau 7
3	Clistron metalic în banda *V*, cu cavitate internă	48 — 60	15—30	600	25	150—450	60—180	—	4 sau 5
4	Clistron metalic în banda *C*, de putere ridicată	3,5 — 4,5	2700	750	80	850	20	0,09	—

Capitolul IV

TUBURI CU UNDĂ PROGRESIVĂ ŞI CU UNDĂ INVERSĂ, DE TIP *O*

IV.1. Construcţia şi funcţionarea tuburilor cu undă progresivă, de tip *O* (TUPO)

IV.1.1. Consideraţii generale asupra principiilor de funcţionare

Echipamentele moderne utilizate în domeniul microundelor trebuie să posede parametri tehnici tot mai ridicaţi; din rîndul acestor parametri un loc important îl ocupă coeficientul de amplificare, banda de trecere, zgomotele proprii, puterea de ieşire. Tuburile de tip clistron au neajunsul important că banda de trecere este foarte îngustă prin acordul mecanic la clistroanele de tranzit sau prin acordul electronic la clistroanele reflexe se pot obţine benzi de trecere care reprezintă zecimi de procente, în cel mai bun caz procente, faţă de frecvenţa centrală. Această situaţie este urmarea faptului că sistemele oscilante (cavităţile rezonante) utilizate în cazul clistroanelor au un caracter rezonant foarte pronunţat (Q mare).

Avantajul de principiu al tuburilor cu undă progresivă care funcţionează în regim de amplificare este faptul că banda de trecere în care dispozitivul poate funcţiona normal, fără acord mecanic, este cel puţin cu două ordine de mărime mai mare decît la alte tuburi (clistron, magnetron). Dacă ne referim la tuburile cu undă inversă (TUIO), care funcţionează în regim de autooscilaţie, acest avantaj se traduce printr-o bandă de acord electronic foarte largă. Un al doilea avantaj al TUPO este valoarea mică (5—12) dB a factorului de zgomot, în timp ce la clistronul de tranzit acest factor este de ordinul a 25 dB.

Procesele electronice fundamentale din TUPO sînt similare cu cele din clistron, anume: modulaţia de viteză şi gruparea fasciculului electronic, interacţiunea fasciculului grupat cu cîmpul de r.f. al sistemului oscilant, transferînd cîmpului o fracţiune importantă din energia acumulată de la sursa de alimentare. Eficienţa interacţiunii dintre fascicul şi cîmpul de r.f. depinde de două mărimi: intensitatea cîmpului de r.f. şi durata de interacţiune. La clistroane creşterea eficienţei de interacţiune se realizează prin utilizarea de cavităţi rezonante cu factor de calitate ridicat, astfel încît amplitudinea cîmpului de r.f. în spaţiul de interacţiune dintre diafragme este suficient

de mare; durata de interacțiune este relativ mică și bine localizată spațial.

Pentru lărgirea substanțială a benzii de trecere în TUPO și TUIO se utilizează sisteme oscilante de tip nerezonant, cum ar fi liniile de transmisie (lungi) sau ghidurile de undă cu structură periodică, adaptate la capete. Însă ca urmare a absenței proprietăților rezonante, intensitatea componentei longitudinale a cîmpului electric de r.f. este mică, fapt ce duce la scăderea eficienței de interacțiune fascicul-cîmp; această scădere poate fi explicată și prin neadaptarea impedanțelor: sistemul oscilant nerezonant are o impedanță relativ mică, de ordinul sutelor sau miilor de ohmi, în timp ce impedanța fasciculului electronic (componenta de r.f.) este mult mai mare. Valori mari ale eficienței de interacțiune în cazul dispozitivelor cu sisteme oscilante nerezonante se pot realiza numai prin creșterea duratei de interacțiune fascicul-cîmp. Sub acest aspect se poate afirma că o particularitate deosebită a TUPO și TUIO este *interacțiunea prelungită* dintre fasciculul electronic și cîmpul de r.f. Interacțiunea prelungită poate avea loc numai dacă sistemul oscilant nerezonant constituie o structură de propagare a undelor electromagnetice: conectarea la sistemul oscilant a semnalului de intrare și a sarcinii trebuie să se efectueze în condiții de adaptare perfectă a admitanțelor, astfel încît în structura dată să existe numai unde progresive.

Sistemul oscilant nerezonant constă de regulă dintr-un sistem cu parametri distribuiți, care poate fi privit la limită ca rezultatul conectării în serie a unui număr foarte mare de spații de interacțiune. Evident, grupările de electroni trebuie să traverseze aceste spații elementare de interacțiune la aceeași fază a cîmpului de r.f., anume cînd intensitatea componentei longitudinale este maximă și frînantă. Rezultă de aici că viteza de fază, v_p, a undei electromagnetice trebuie să fie aproximativ egală cu viteza v_0 a fasciculului: aceasta este *condiția de sincronism* (fază constantă).

Avînd în vedere că în construcțiile obișnuite, unde se neglijează efectele relativiste, viteza electronilor din fascicul este de 10 — 50 ori mai mică decît viteza luminii, pentru realizarea condiției de sincronism este necesar ca sistemul oscilant distribuit să constituie un *sistem de întîrziere* (linie de întîrziere sau ghid de undă periodic), astfel încît viteza de fază a undei electromagnetice să fie micșorată în aceeași proporție. Un sistem de întîrziere (încetinire) foarte răspîndit este linia de întîrziere de formă helicoidală: viteza de fază a undei care se propagă prin acest sistem poate fi făcută de 10 — 50 ori mai mică decît viteza de propagare în spațiul liber. Trebuie remarcat faptul că intensitatea cîmpului de r.f. scade rapid cu distanța de la sistemul de întîrziere; prin urmare, fluxul electronic trebuie să treacă cît mai aproape de conductorul ce formează spirala.

Banda de trecere a TUPO este determinată de către caracteristicile de dispersie (variația vitezei v_p în funcție de frecvență) ale sistemului de întîrziere; această bandă este cu atît mai largă cu cît proprietățile dispersive sînt mai puțin pronunțate; sistemul de formă helicoidală are o bandă de trecere de (50—100)% față de frecvența centrală. Locul de conectare a buclei de intrare și a celei de extragere a energiei este condiționat de natura dispersiei în sistemul considerat. În cazul dispersiei pozitive (directe) vitezele de fază, v_p, și de grup, v_g, au același sens, iar condiția de sincronism cere ca v_0 să coincidă ca sens cu v_p; această situație se întîlnește la tuburile cu undă progresivă, unde sarcina este conectată la capătul dinspre colector al sistemului de întîrziere. În cazul utilizării armonicelor spațiale cu dispersie negativă (inversă) vitezele v_p și v_g sînt de sens opus, iar v_p coincide cu v_0, astfel încît sarcina trebuie să fie conectată la sistemul de întîrziere la capătul dinspre tunul electronic; această situație se întîlnește la tuburile cu undă inversă.

IV.1.2. Construcția și funcționarea TUPO

Construcția unui tub cu undă progresivă, avînd sistemul de întîrziere sub forma unei spirale helicoidale, este arătată în figura 4.1. Tunul electronic constituit din filament, catodul K, anozii A_1 și A_2, formează un fascicul electronic bine focalizat și monoenergetic. Sistemul de încetinire, constituit dintr-o spirală metalică, este conectat galvanic cu anodul A_2; la o anumită distanță de tunul electronic este plasat un element de atenuare, AT, cu scopul de a înlătura eventualele autooscilații parazite. La capătul opus al spiralei este situat colectorul de electroni, CE, care este conectat de regulă la o tensiune puțin mai mare decît a anodului A_2. Ghidurile de undă, G_1 și G_2, servesc pentru aplicarea semnalului de intrare și extragerea energiei de microunde, iar pistoanele P_1 și P_2 au rol de adaptare a sarcinii pe intrare

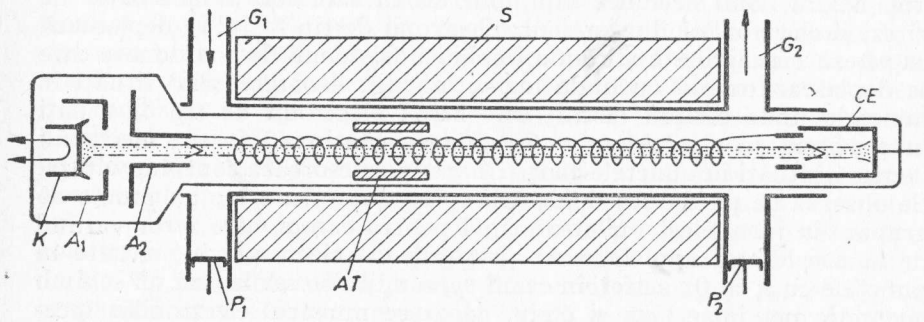


Figura 4.1. Principiul de construcție a tubului cu undă progresivă de tip *O* (TUPO).

şi ieşire. Solenoidul S creează un cîmp magnetic longitudinal, care serveşte la menţinerea focalizării fasciculului pe întreaga lungime a tubului.

Funcţionarea TUPO ca amplificator de microunde decurge astfel. Semnalul de intrare se aplică pe capătul spiralei dinspre tunul electronic prin intermediul unui ghid de unde sau a unei linii de transmisie (cablu coaxial). Este necesară o adaptare perfectă a impedanţei ghidului sau liniei cu impedanţa spiralei; în acest scop se utilizează sisteme speciale de adaptare (transformatori de impedanţă). Semnalul de microunde se propagă în sistemul de întîrziere în sensul pozitiv al axei z (armonică spaţială cu dispersie pozitivă), sub forma unei unde electromagnetice încetinite, avînd viteza de fază $v_p = ch/2\pi r$, unde h şi r reprezintă pasul şi raza spiralei. Vectorul cîmp electric al undei are o componentă longitudinală E_z a cărei variaţie în lungul axei z se presupune de formă sinusoidală (dacă în sistemul de întîrziere sînt prezente armonici spaţiale de ordin superior, variaţia lui E_z poate diferi de cea sinusoidală). Pentru o lungime de undă dată a semnalului de intrare, regimul de funcţionare al TUPO se stabileşte (de regulă prin reglarea tensiunii U_0 aplicată pe anodul A_2) astfel încît în procesul de interacţiune al fasciculului electronic cu cîmpul de r.f. să aibă loc un transfer efectiv de energie de la fascicul spre cîmpul undei progresive; în felul acesta, amplitudinea undei creşte pe durata propagării, realizîndu-se procesul de amplificare. Semnalul amplificat este transmis sarcinii prin intermediul unui ghid de undă sau linie de transmisie, prevăzute cu elemente speciale de adaptare a admitanţelor (impedanţelor).

Fasciculul electronic situat în interiorul spiralei interacţionează efectiv cu cîmpul de r.f., numai dacă viteza electronilor, v_0 ,este aproximativ egală cu viteza, v_p. De acest lucru ne convingem discutînd procesele pentru trei situaţii arătate în figura 4.2, şi anume: (a) $v_p = v_0$, (b) $v_p < v_0$ şi (c) $v_p > v_0$. Presupunem o variaţie sinusoidală a cîmpului e_z, avînd lungimea de undă λ_{si} şi ne referim la cazul $v_p = v_0$ (fig. 4.2, a). Sub acţiunea cîmpului de r.f. are loc o modulaţie de viteză a electronilor din fascicul: electronii de tip 1 şi 2 se deplasează cu viteză neschimbată şi rămîn imobili în sistemul de coordonate care se deplasează odată cu unda (cu viteza v_p), deoarece sînt situaţi în punctele unde cîmpul de r.f. este zero; electronii de tip 3, situaţi în punctele cu e_z accelerator îşi măresc continuu viteza; electronii de tip 4, situaţi în punctele cu e_z frînant îşi micşorează continuu viteza. Se observă că pe durata deplasării spre colector are loc un proces de grupare în jurul electronilor de tip 1 pentru care e_z este zero, variind de la accelerator spre frînant; grupurile de electroni sînt situate în punctele cu $e_z = 0$; astfel, în cazul $v_p = v_0$ nu se realizează un schimb energetic net între flux şi cîmp, deoarece numărul electronilor încetiniţi este egal cu cel al electronilor accelerati. Liniile punctate din

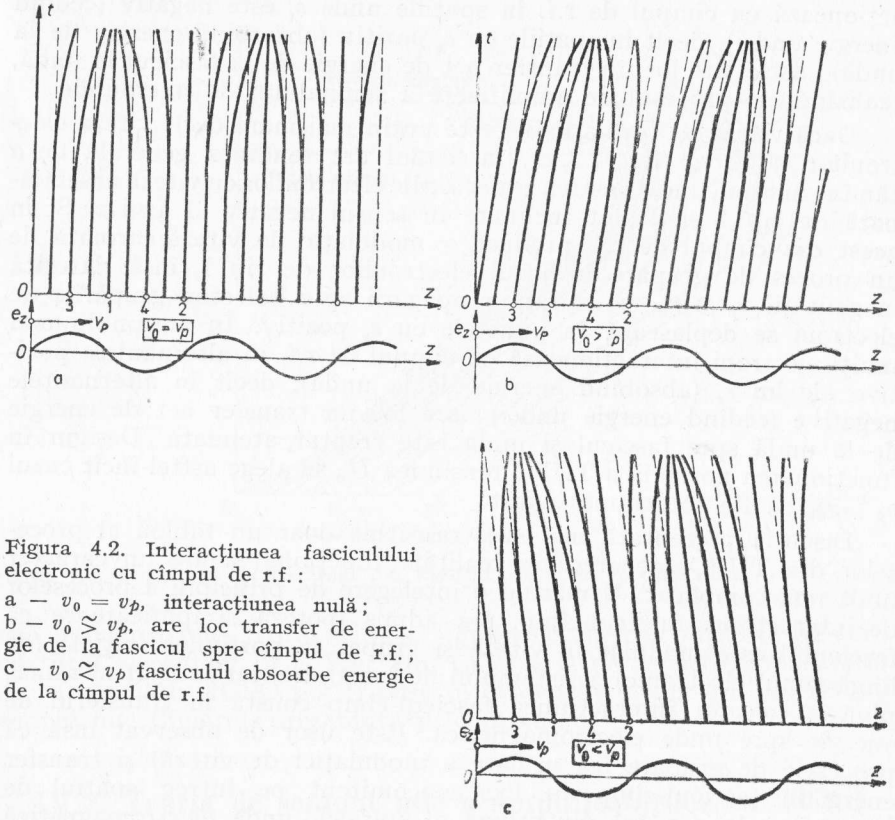


Figura 4.2. Interacţiunea fasciculului electronic cu cîmpul de r.f.:
a — $v_0 = v_p$, interacţiunea nulă;
b — $v_0 \gtrsim v_p$, are loc transfer de energie de la fascicul spre cîmpul de r.f.;
c — $v_0 \lesssim v_p$ fasciculul absoarbe energie de la cîmpul de r.f.

figură reprezintă traiectoriile electronilor în absenţa cîmpului de r.f. (evident, se consideră că întreaga figură se deplasează după axa z cu viteza v_p).

Dacă viteza de fază a undei este puţin mai mică decît viteza electronilor, $v_p \lesssim v_0$ (fig. 4.2, b), fasciculul are tendinţa generală de a devansa unda; astfel, în sistemul de coordonate mobil care se deplasează cu viteza v_p în sensul lui z traiectoriile electronilor cu viteza neschimbată, de tip 1 şi 2 (liniile punctate), sînt înclinate în sensul pozitiv al axei z. Totodată, sub influenţa cîmpului e_z, are loc o modulaţie de viteză: electronii de tip 3, situaţi în punctele cu alternanţe pozitive ale lui e_z, sînt accelerati; electronii de tip 4, situaţi în punctele cu e_z negativ, sînt încetiniţi. În felul acesta pe durata deplasării spre colector are loc un proces de grupare a fasciculului în jurul electronilor de tip 1; însă datorită diferenţei dintre vitezele v_p şi v_0, pe durata propagării spre colector, grupările suferă o deplasare spre punctele unde e_z este frînant. Rezultă că în ansamblu mai mulţi electroni inter-

acționează cu cîmpul de r.f. în spațiile unde e_z este negativ (cedînd energie undei), decît în spațiile cu e_z pozitiv (absorbind energie de la undă) ; astfel are loc un transfer net de energie de la fascicul la undă, realizîndu-se procesul de amplifiacre a semnalului de microunde.

Dacă viteza de fază a undei este puțin mai mare decît viteza electronilor, $v_p \gtrsim v_0$ (fig. 4.2, c), fasciculul are tendința generală de a rămîne în urma undei ; astfel, traiectoriile electronilor cu viteză neschimbată de tip 1 și 2 sînt înclinate în sensul negativ al axei z. Și în acest caz cîmpul de r.f. produce o modulație de viteză, urmată de un proces de grupare în jurul electronilor de tip 1, însă datorită inegalității $v_p \gtrsim v_0$, pe durata propagării spre colector grupările de electroni se deplasează în punctele cu e_z pozitiv. În ansamblu mai mulți electroni interacționează cu cîmpul de r.f. în alternanțele pozitive ale lui e_z (absobind energie de la undă), decît în alternanțele negative (cedînd energie undei) : are loc un transfer net de energie de la undă spre fascicul și unda este treptat atenuată. Desigur în funcționarea normală a TUPO tensiunea U_0 se alege asftel încît cazul $v_p > v_0$ să fie totdeauna evitat.

Discuția prezentată mai sus constituie doar un tablou al proceselor din TUPO, deoarece în realitate funcționarea are un caracter mult mai complicat. Urmărind o înțelegere de principiu a proceselor de interacțiune fascicul-cîmp, s-a admis ipoteza simplificatoare că fasciculul este modulat în viteză și grupat în porțiunea inițială (de lîngă tunul electronic) a sistemului de încetinire, iar în spațiul rămas pînă la colector interacțiunea fascicul-cîmp constă în transferul de energie spre unda electromagnetică. Este ușor de observat însă că procesele de grupare (ca urmare a modulației de viteză) și transfer energetic fascicul-cîmp au loc concomitent pe întreg spațiul de încetinire : la capătul din stînga al spiralei, unda electromagnetică produce o grupare incipientă, iar grupările de electroni deplasîndu-se spre colector transmit energie undei (se presupune regimul normal de amplificare $v_p \gtrsim v_0$), mărindu-i amplitudinea ; la rîndul ei unda de amplitudine mărită accentuează procesul de grupare, astfel energia transmisă de fascicul spre undă crește etc. Deși are loc o interacțiune prelungită între fasciculul grupat și cîmpul de r.f. al undei, randamentul TUPO are valori scăzute, în general nedepășind 20%. Aceasta se explică prin faptul că în urma interacțiunii prelungite electronii din grupări pierd o fracțiune importantă din energia cinetică și v_0 se modifică într-atît încît nu mai sînt satisfăcute condițiile de interacțiune normală cu unda (grupările de electroni ajung în spațiile cu e_z pozitiv, absorbind energie de la undă).

Complexitatea procesului de formare a grupărilor de electroni și de interacțiune cu cîmpul de r.f. poate fi dedusă din figura 4.3, în care s-au reprezentat traiectoriile unui număr de electroni obținute

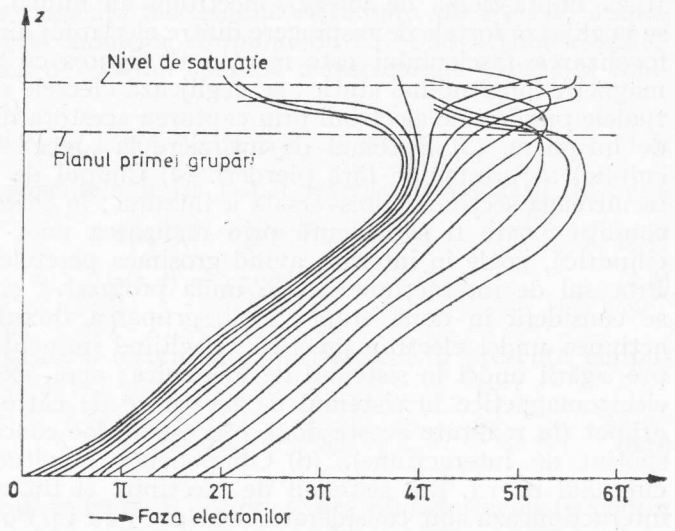


Figura 4.3. Traiectorii de electroni din fascicul, obținute pe calculator.

prin aplicarea unei teorii neliniare (graficele au fost obținute pe calculatorul electronic [2]). Precizăm că o serie de aspecte importante ale funcționării TUPO pot fi puse în evidență cu ajutorul teoriei de semnal mic (liniare), prezentată în continuare.

IV.2. Teoria de semnal mic a amplificatorilor cu TUPO

Datorită complexității proceselor din amplificatorii cu TUPO, expunerea unei teorii complete (care în mod necesar este neliniară [2]) constituie o problemă extrem de laborioasă. În scopul determinării unor mărimi importante, cum ar fi constanta de propagare și tipurile de unde, puterea de ieșire, coeficientul de amplificare (cîștigul) etc., precum și pentru a pune în evidență unele aspecte mai profunde ale proceselor electronice din TUPO, se dezvoltă o teorie simplificată, de semnal mic. Bazele teoriei simplificate sînt puse în lucrările de început ale lui Pierce [18, 19, 20] și majoritatea autorilor [1,3,4,5,6] pleacă de la rezultatle acestei teorii.

Principalele ipoteze simplificatoare, făcute în cadrul teoriei de semnal mic a TUPO, pot fi rezumate astfel. (1) Componentele de r.f. (alternative) ale mărimilor ce caracterizează fluxul electronic grupat (viteza, densitatea de sarcină spațială, curentul de convecție) sînt mult mai mici decît componentele continue ale mărimilor respective. (2) Fluxul electronic nemodulat este monoenergetic (se negli-

jează împrăştierea de viteze), electronii au numai mişcare axială şi se neglijează forţele de respingere dintre electronii din sarcina spaţială; focalizarea fasciculului este menţinută riguros cu ajutorul cîmpului magnetic longitudinal static; se neglijează efectele relativiste şi eventualele pierderi de electroni prin captarea acestora de către structurile de întîrziere. (3) Sistemul de întîrziere la „rece" (în absenţa fasciculului) se presupune fără pierderi. (4) Cîmpul de r.f. este constant în întreaga secţiune transversală a fluxului; în cazul spiralei, această condiţie poate fi satisfăcută prin realizarea unor fluxuri de formă cilindrică, goale în interior, avînd grosimea peretelui foarte mică. (5) Procesul de interacţiune dintre unda progresivă şi fluxul electronic se consideră în două etape: întîi, gruparea fluxului electronic sub acţiunea undei electromagnetice, neglijînd influenţa fluxului asupra propagării undei în sistemul de încetinire; apoi, excitarea unei unde electromagnetice în sistemul de încetinire de către fluxul electronic grupat (în realitate aceste două procese au loc concomitent pe întreg spaţiul de interacţiune). (6) Componenta longitudinală (axială) a cîmpului de r.f. din sistemul de încetinire şi fluxul grupat cu care interacţionează sînt considerate elemente reciproce (self consistente): cîmpul de r.f. produce asemenea modificări asupra fluxului, care, la rîndul lor, interacţionînd cu sistemul de încetinire produc aceeaşi configuraţie a cîmpului de r.f.; de aici rezultă că constanta de propagare a undei în sistemul de încetinire şi în fluxul electronic trebuie să fie aceeaşi.

IV.2.1. Ecuaţia fasciculului electronic în prezenţa undei electromagnetice

În virtutea ipotezelor simplificatoare, enumerate mai sus, se consideră mai întîi acţiunea cîmpului de r.f. care se propagă în sistemul de întîrziere asupra fasciculului electronic (monoenergetic) de viteză v_0 şi densitate ρ_0. Trebuie precizat că mişcarea electronilor din flux este influenţată numai de cîmpul electric al undei; influenţa cîmpului magnetic al undei, care se manifestă prin intermediul termenului $q(\vec{v} \times \vec{B})$, este neglijată, deoarece $B \ll B_0$, unde B_0 este cîmpul static creat de solenoid.

Este cunoscut din teoria propagării undelor electromagnetice în structuri de întîrziere (ghid de unde periodic, spirală) că intensitatea cîmpului electric longitudinal are o expresie de forma $e_z = E_{zm}\exp(j\omega t - \gamma z)$ unde ω este frecvenţa unghiulară a cîmpului de r.f., iar γ este constanta de propagare a undei în structura de întîrziere la „rece" (în absenţa fasciculului electronic). În prezenţa fasciculului electronic, componenta longitudinală (axială) a cîmpului de r.f. este

$$e_z = E_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{4.1}$$

unde Γ reprezintă *constanta de propagare* a undei în sistemul de întîrziere perturbat de prezenţa fasciculului electronic, iar F_1 este amplitudinea componentei axiale a cîmpului de r.f. Sub acţiunea undei, viteza şi densitatea de sarcină spaţială a fasciculului capătă şi componente de r.f.

$$v = v_0 + v(z, t), \quad \rho = \rho_0 + \rho(z, t); \tag{4.2}$$

la rîndul lor, componentele de r.f. pot fi descrise prin ecuaţii de undă

$$v(z, t) = v_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{4.3}$$

$$\rho(z, t) = \rho_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{4.4}$$

cu $v_1 \ll v_0$, $\rho_1 \ll \rho_0$.

Ecuaţia de mişcare a electronilor din fascicul în prezenţa cîmpului e_z este

$$m\frac{dv}{dt} = qE_1 e^{j\omega t - \Gamma z}; \tag{4.5}$$

ţinînd cont că $dv/dt = \partial v/\partial t + v\partial v/\partial z$, şi neglijînd termenii ce conţin pe v_1^2, se obţine

$$\frac{dv}{dt} = (j\omega v_1 - v_1 v_0 \Gamma) e^{j\omega t - \Gamma z}. \tag{4.6}$$

Din ultimele două relaţii rezultă

$$v_1 = \frac{qE_1/m}{j\omega - v_0 \Gamma}. \tag{4.7}$$

Curentul de convecţie a fasciculului are expresia

$$i = \rho v = I_0 + i_1(z, t), \tag{4.8}$$

unde $I_0 = \rho_0 v_0$, iar componenta de r.f. este

$$i_1(z, t) = I_1 e^{j\omega t - \Gamma z}, \tag{4.9}$$

cu

$$I_1 = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0. \tag{4.10}$$

Viteza v_1 este dată de relaţia (4.7), iar ρ_1 poate fi determinat din ecuaţia de continuitate pentru componentele de r.f.

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} + \frac{\partial \rho(z, t)}{\partial t} = 0; \tag{4.11}$$

efectuînd calculele, se obţine

$$\rho_1 = \frac{\Gamma I_1}{j\omega}. \tag{4.12}$$

Introducînd expresiile lui v_1 și ρ_1 în (4.10) se obține (se ține cont de egalitatea $v_0^2 = 2qU_0/m$, unde U_0 este tensiunea de accelerare aplicată pe anodul A_2)

$$I_1 = j\frac{\omega}{v_0}\frac{I_0}{2U_0}\frac{E_1}{(j\omega/v_0 - \Gamma)^2}. \tag{4.13}$$

Se observă că raportul ω/v_0 are dimensiunile unei constante de propagare a unei unde care se propagă cu viteza v_0; se notează $\beta_e = \omega/v_0$ unde β_e se numește *constantă de propagare electronică.*

IV.2.2. Influența fasciculului electronic grupat asupra cîmpului de r.f. din sistemul de întîrziere

A doua etapă în studiul analitic al TUPO se referă la influența fasciculului electronic grupat asupra cîmpului de r.f. din sistemul de întîrziere și la precizarea tipurilor de unde ce se pot propaga în sistemul de întîrziere perturbat.

Traversarea unei secțiuni elementare, dz, a sistemului de întîrziere (spiralei) de către grupările de electroni dă naștere unui curent indus, i_{ind}; considerînd lărgimea spațiului de interacțiune după axa z infinit mică, curentul indus este numeric egal cu componenta de r.f. a curentului de convecție (expresia (4.9)). Considerînd sistemul de întîrziere fără pierderi, caracterizat prin reactanța specifică (pe unitate de lungime) jx_0 și susceptanța specifică jb_0, schema echivalentă a unei secțiuni elementare a sistemului în prezența fasciculului este cea reprezentată în figura 4.4. Pentru curentul i_z și tensiunea u_z sînt valabile ecuațiile

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = -j\,x_0\,i_z, \tag{4.14}$$

$$\frac{\partial i_z}{\partial z} = -j\,b_0\,u_z + \frac{\partial i_1(z,t)}{\partial z}. \tag{4.15}$$

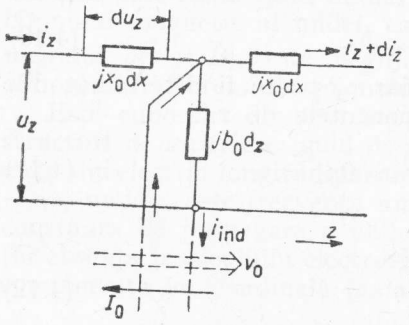


Figura 4.4. Schema echivalentă a unei secțiuni a sistemului de întîrziere în prezența fasciculului electronic.

Ținînd cont că mărimile u_z, i_z, $i_1(z,t)$ variază în lungul axei z și în timp după legea $\exp(j\omega t - \Gamma z)$, ultimele două ecuații devin

$$\Gamma U_z = jx_0 I_z, \tag{4.16}$$

$$\Gamma I_z = jb_0 U_z + \Gamma I_1. \tag{4.17}$$

Eliminînd pe I_z din ultimele două ecuații, se obține

$$U_z(\Gamma^2 - \Gamma_0^2) = jx_0\Gamma I_1, \tag{4.18}$$

unde

$$\Gamma_0 = j(b_0 x_0)^{1/2} \tag{4.19}$$

este constanta de propagare a sistemului de întîrziere la „rece" (neperturbat de către fasciculul electronic, adică $I_1 = 0$). De asemenea, în cazul $I_1 = 0$ din (4.16) și (4.17) se scoate relația

$$\frac{U_z}{I_z} \equiv \left(\frac{x_0}{b_0}\right)^{1/2} = K_s, \tag{4.20}$$

unde K_s este *rezistența echivalentă de cuplaj* a structurii neperturbate. Din (4.18) rezultă

$$U_z = \frac{-jx_0\,\Gamma\,I_1}{\Gamma_0^2 - \Gamma^2}. \tag{4.21}$$

Din (4.19) și (4.20) scoatem valoarea lui x_0 sub forma $x_0 = j\Gamma_0 K_s$; componenta longitudinală a cîmpului de r.f. se obține prin derivarea lui U_z în raport cu z; avem $E_z = -\partial U_z/\partial z$, astfel din (4.21) rezultă

$$I_1 = \frac{\Gamma_0^2 - \Gamma^2}{K_s\Gamma_0\Gamma^2}E_z. \tag{4.22}$$

În baza *principiului de self-consistență* a cîmpurilor considerate separat este evident că $E_z = E_1$; astfel, egalînd expresiile curentului I_1 din (4.13) și (4.22) se obține ecuația de dispersie (caracteristică) a tubului cu undă progresivă care are forma

$$(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(j\beta_e - \Gamma)^2 - j\beta_e\Gamma_0\Gamma^2 K_s I_0/2U_0 = 0. \tag{4.23}$$

Mărimea cea mai importantă din această ecuație este constanta de propagare Γ, care, sub formă generală, are o parte reală și una imaginară; în funcție de valoarea și semnul părții reale, unda electromagnetică este amplificată sau atenuată pe durata propagării în sistemul de întîrziere perturbat de către fluxul electronic.

Din cauza dificultăților de soluționare directă a ecuației, au fost propuse unele simplificări pentru a găsi soluții aproximative. Astfel, se admite că constanta de propagare electronică este egală cu constanta de propagare a sistemului de întîrziere la „rece" (viteza v_0 a electronilor din fascicul este egală cu viteza de fază a undei în siste-

mul neperturbat) ; de asemenea, se presupune că prezența fasciculului electronic afectează slab constanta de propagare a sistemului ; pe baza acestor ipoteze se poate scrie

$$\Gamma_0 = j\beta_e ; \ \Gamma = \Gamma_0 + \xi = j\beta_e + \xi, \tag{4.24}$$

unde ξ este o cantitate mică în raport cu β_e. În baza acestor ipoteze simplificatoare, ecuația de dispersie poate fi scrisă

$$(j\beta_e - \Gamma)^3(j\beta_e + \Gamma) = -\beta_e^2(j\beta_e + \xi)^2 2C_0^3, \tag{4.25}$$

unde

$$C_0 = \left(\frac{K_s I_0}{4U_0}\right)^{1/3} \tag{4.26}$$

este numit *parametru de amplificare normat*. Dacă în (4.25) vom considera $j\beta_e + \Gamma \simeq 2j\beta_e$ și $(j\beta_e + \xi)^2 \simeq -\beta_e^2$, se obține o ecuație de gradul trei

$$(\Gamma - j\beta_e)^3 = j\beta_e^3 C_0^3, \tag{4.27}$$

ale cărei soluții sînt

$$\left.\begin{aligned} \Gamma_1 &= j\beta_e(1 - C_0), \\ \Gamma_2 &= j\beta_e(1 + C_0/2) + \beta_e C_0\sqrt{3}/2, \\ \Gamma_3 &= j\beta_e(1 + C_0/2) - \beta_e C_0\sqrt{3}/2. \end{aligned}\right\} \tag{4.28}$$

Cea de a patra soluție a ecuației bipătratice (4.25) trebuie să fie foarte aproape de $-j\beta_e$; introducînd această valoare în prima paranteză a ecuației (4.25) se obține

$$\Gamma_4 = -j\beta_e(1 - C_0^3/4). \tag{4.29}$$

Se impune o analiză atentă a soluțiilor obținute. Mai întîi, trebuie remarcat că în sistemul de întîrziere se pot propaga patru unde diferite, care sînt caracterizate prin aceeași configurație a cîmpului de r.f., dar au constante de propagare diferite. Sub formă generală, constanta de propagare este o mărime complexă, $\Gamma = \alpha + j\beta$ ($\Gamma_0 = j\beta_e$ este pur imaginară, deoarece structura de propagare neperturbată este considerată fără pierderi).

Undele caracterizate prin constantele de propagare Γ_1 și Γ_4 se propagă fără atenuare (sau amplificare) : unda corespunzătoare constantei Γ_1 se propagă în același sens cu fasciculul electronic, iar unda corespunzătoare constantei Γ_4 în sens invers. Aceste unde nu prezintă interes pentru funcționarea TUPO, deoarece nu interacționează cu fasciculul electronic ; vitezele de fază ale acestor unde sînt mai mari decît v_0, deoarece $\beta_{1,4} < \beta_e$ iar $v_{p1,4} = \omega/\beta_{1,4} > v_0$. Unda corespunzătoare constantei Γ_2 este rapid atenuată, deoarece $\alpha_2 = \beta_e C_0\sqrt{3}/2 > 0$; viteza de fază a acestei unde este puțin mai mică decît v_0, deoarece $\beta_2 = \beta_e(1 + C_0/2) > \beta_e$ și $v_{p2} = \omega/\beta_2 < v_0$. Este evident că pentru funcționarea TUPO ca amplificator o deosebită importanță are unda corespunzătoare constantei de propagare Γ_3, deoarece atenuarea $\alpha_3 = -\beta_e C_0\sqrt{3}/2 < 0$ și amplitudinea undei crește exponențial : această creștere se efectuează pe seama transferului de energei de la flux spre undă. Viteza de fază a acestei unde este puțin mai mică decît v_0, deoarece $\beta_3 = \beta_e(1 + C_0/2) > \beta_e$ și $v_{p3} = \omega/\beta_3 < v_0$; această condiție a fost ilustrată schematic în figura 4.2, b.

IV.2.3. **Cîștigul amplificatorului cu TUPO**

Semnalul de r.f. la intrare excită în sistemul de întîrziere trei unde, corespunzătoare constatelor de propagare Γ_1, Γ_2, Γ_3 ; unda corespunzătoare constantei de propagare Γ_4 este o undă reflectată, și, în condițiile unei bune adaptări la ieșire, amplitudinea ei este aproximativ zero. Condițiile la limită pentru $z = 0$ ale mărimilor I_1, v_1, E_1,

$$\left.\begin{aligned} &I_{11} + I_{12} + I_{13} = 0, \\ &v_{11} + v_{12} + v_{13} = 0, \\ &(E_{11})_0 + (E_{12})_0 + (E_{13})_0 = E_1, \end{aligned}\right\} \tag{4.30}$$

sînt satisfăcute dacă

$$(E_{11})_0 = (E_{12})_0 = (E_{13})_0 = E_1/3 \tag{4.31}$$

(al doilea indice specifică tipul de undă). Astfel intensitatea cîmpului asociat undei cu constantă de propagare Γ_3 variază după legea

$$\begin{aligned} e_{z3} &= (E_{13})_0 \exp(j\omega t - \Gamma_3 z) = \\ &= (E_{13})_0 \exp(z\beta_e C_0\sqrt{3}/2) \cdot \exp[j\omega t - j\beta_e(1 + C_0/2)z]. \end{aligned} \tag{4.32}$$

Cîștigul reprezintă raportul dintre amplitudinea cîmpului de r.f. la ieșire $(E_{13})_l$ și amplitudinea cîmpului aplicat la intrare E_1 (l este lungimea spiralei după axa z) ; considerînd sistemul de întîrziere la „rece" fără pierderi și ținînd seama de (4.31) expresia cîștigului este

$$G = 20\log\frac{(E_{13})_l}{E_1} = 20\log\frac{1}{3} \cdot e^{l\beta_e C_0\sqrt{3}/2}. \tag{4.33}$$

Ținînd cont că $\beta_e = 2\pi/\lambda_{si}$ și notînd $N = l/\lambda_{si}$, unde N reprezintă numărul de lungimi de undă încetinite dispuse pe lungimea l a sistemului de încetinire, expresia cîștigului devine

$$\begin{aligned} G &= -20\log 3 + 20(0{,}434)(\sqrt{3}/2)\,2\pi N C_0 = A + BNC_0 = \\ &= -9{,}54\ \text{dB} + 47{,}3\,NC_0\ \text{dB} \end{aligned} \tag{4.34}$$

(este evidentă relația $\lambda_{sî} = (v_p/c)\lambda$, unde λ este lungimea de undă în vid). Valorile tipice ale mărimilor C_0 și N sînt: $C_0 = 0{,}02 - 0{,}2$, $N = 10 - 30$; astfel cîștigul TUPO, conform relației (4.34), poate atinge valori de $G = 50 - 70$ dB, sau chiar mai mari. Totuși, din această relație nu trebuie trasă concluzia că amplificatorii cu TUPO pot realiza cîștiguri oricît de mari dorim, luînd valori tot mai ridicate pentru C_0 și N. Există trei factori principali care limitează cîștigul TUPO.

1. Transferînd o parte din energia lor cinetică către cîmpul de r.f., electronii din grupări își micșorează treptat viteza, ajungînd în spațiile unde cîmpul de r.f. devine accelerator; în acest fel electronii (cel puțin o parte din ei) încep să absoarbă energie de la undă, micșorînd amplificarea. Acest efect este cu atît mai pronunțat cu cît N este mai mare.

2. Cîștigul este limitat de către tendința de autooscilație a amplificatorului cu TUPO, ca urmare a neadaptării perfecte a sistemului de întîrziere la cele două capete; o parte din energia de r.f. de la ieșire este reflectată spre intrare unde se suprapune peste energia aplicată la intrare etc. Astfel în tub se stabilește o buclă de reacție: dacă condițiile de fază și amplitudine satisfac criteriul de oscilație, atunci amplificatorul poate autooscila pe o frecvență parazită. Tendința de autooscilație este înlăturată prin introducerea unor sarcini disipative (atenuatori), concentrate sau distribuite, pe sistemul de întîrziere; prin aceasta se micșorează cîștigul global al amplificatorului care devine

$$G_t = -9{,}54 \text{ dB} + 47{,}3\, NC_0 \text{ dB} - L_a \text{ dB}, \tag{4.35}$$

unde L_a caracterizează pierderile introduse de către sistemul de întîrziere. Analiza metodelor de înlăturare a autooscilațiilor în amplificatorii cu TUPO este dată mai jos.

3. Al treilea factor care poate limita cîștigul TUPO este efectul de sarcină spațială; într-adevăr, între grupările și rarefierile de electroni ia naștere un cîmp electric care satisface ecuația lui Poisson,

$$E_s = -\rho/\varepsilon_0\Gamma, \tag{4.36}$$

unde ρ este densitatea de sarcină spațială, iar Γ constanta de propagare a undei considerate. Acest cîmp produce un fenomen de degrupare a fasciculului electronic, similar cu cel descris la clistronul de tranzit; are loc micșorarea componentei de r.f. a curentului de convecție, I_1, fapt care duce la micșorarea cîmpului de r.f. al undei.

IV.3. Putere de ieșire și randament

Din punctul de vedere al puterii de ieșire, tuburile cu undă progresivă se împart în două categorii. (1) Tuburi de putere mică, utilizate în amplificatorii de intrare; aceste tuburi funcționează în regim de cîștig maxim care se realizează în cazul semnalelor mici. (2) Tuburi de putere mare sau medie, utilizate în etajele finale ale amplificatorilor de putere (de exemplu, emițători); aceste tuburi funcționează în regim de putere maximă de ieșire, care este un regim de semnal mare.

În acest paragraf se prezintă mai întîi expresia puterii de ieșire și metodele de înlăturare a oscilațiilor parazite, utilizîndu-se în acest scop rezultatele teoriei liniare; apoi se fac unele considerații cu privire la puterea maximă de ieșire și randament pe baza unor rezultate ale teoriei de semnal mare.

a) **Putere de ieșire.** În expunerea ce urmează se are în vedere numai unda avînd constanta de propagare $\Gamma_3 = -\beta_e C_0\sqrt{3}/2 + j\beta_e(1 + C_0/2)$. Avînd în vedere că rezistența de cuplaj reprezintă de fapt impedanța de undă (caracteristică) a sistemului de întîrziere și că TUPO trebuie să funcționeze în condiții de adaptare $g_s = 1/K_s$, puterea transmisă sarcinii are axpresia generală

$$P_s = g_s \frac{U_1^2}{2} = \frac{U_1^2}{2K_s}, \tag{4.37}$$

unde U_1 reprezintă o tensiune echivalentă, care poate fi exprimată în funcție de intensitatea cîmpului de r.f. Valoarea acestei tensiuni echivalente se definește prin lucrul mecanic efectuat de către cîmpul electric al undei pentru deplasarea sarcinii elementare pe direcția axei spiralei, de la începutul undei pînă la primul ei maxim,

$$U_1 = \int_0^{\lambda_{sî}/4} E_z \sin(z\beta_e)\, dz = E_s/\beta_e. \tag{4.38}$$

La ieșirea TUPO avem $E_{z=l} = (E_{13})_l = E_l = (E_{13})_0\, e^{\alpha_3 l}$; astfel (4.37) devine

$$P_s = \left(\frac{\lambda_{sî}}{2\pi}\frac{E_l}{}\right)^2 \frac{1}{2K_s} = P_{in}\, e^{2\alpha_3 l}, \tag{4.39}$$

unde

$$P_{in} = \left(\frac{\lambda_{sî}}{2\pi}\frac{E_1}{3}\right)^2 \frac{1}{2K_s} \tag{4.40}$$

reprezintă puterea aplicată la intrarea sistemului de întîrziere.

b) **Suprimarea autooscilațiilor parazite.** În practică este extrem de dificil să se asigure adaptarea perfectă a sistemului de întîrziere pe intrare și ieșire, într-un spectru foarte larg de frecvențe. Drept urmare, o anumită fracțiune a puterii este reflectată și se propagă spre intrare sub forma unei unde reflectate (se presupune că unda reflectată nu interacționează cu fasciculul electronic); ajungînd la terminalele de intrare, această undă este reflectată din nou (o anumită fracțiune) și se propagă spre ieșire. Este evident că în acest caz TUPO se comportă ca un sistem cu reacție. Amplificatorul cu TUPO va autooscila dacă sînt satisfăcute două condiții. (1) Amplitudinea undei „dublu reflectate", notată E_{1r}, la intrarea sistemului de întîrziere, este egală sau mai mare decît amplitudinea undei inițiale $E_1/3$. (2) Faza undei E_{1r}, care a traversat de două ori sistemul de întîrziere și a suferit două reflexii, diferă de faza undei inițiale prin unghiul $2\pi n$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$). Din a doua condiție rezultă frecvența de oscilație. Într-adevăr, considerînd că viteza de fază a undei reflectate este v_p și neglijînd defazajele produse prin reflexii, se poate scrie $2\pi n = 2l\beta_e$, de unde rezultă

$$l = n\lambda_{si}/2\,; \tag{4.41}$$

dar $\lambda_{si} = (v_p/c)\lambda$, prin urmare lungimea de undă în spațiul liber și frecvența oscilațiilor parazite sînt (se ia $v_p \simeq v_0$)

$$\lambda_r = \frac{2cl}{nv_0} = \frac{cl}{n}(2m/qU_0)^{1/2}\,;\quad f_r = \frac{n}{l}(qU_0/2m)^{1/2}. \tag{4.42}$$

Ultima relație arată că sînt posibile mai multe moduri discrete de oscilații, dintre care unele pot cădea în banda de trecere a amplificatorului. Pentru înlăturarea oscilațiilor parazite, sistemul de întîrziere este totdeauna prevăzut cu atenuatori, care atenuează total unda reflectată, dar produc totodată o micșorare a cîștigului total al amplificatorului (vezi (4.35)). Dacă atenuatorul este „concentrat" (localizat), el se amplasează aproximativ la distanța $l_0 = \lambda_{si}/3C_0$ față de începutul sistemului de întîrziere [15]. Valoarea minimă a pierderilor introduse de atenuator poate fi determinată în urma unui raționament simplu. Notăm prin r_{0s} și r_{0in} coeficienții de reflexie ai undei la ieșirea, respectiv la intrarea spiralei și considerăm că puterea de ieșire este $P_s = G_t P_{in}$. Puterea reflectată de la ieșire spre intrare este

$$P_{sref} = |r_{0s}|^2 P_s = |r_{0s}|^2 G_t \cdot P_{in}\,; \tag{4.43}$$

această putere traversează spirala, fiind atenuată de L_a ori, ajunge la intrare, unde este din nou reflectată spre ieșire, suprapunîndu-se peste P_{in}. Fracțiunea de putere dublu reflectată este

$$P_{inref} = |r_{0in}|^2 \frac{P_{sref}}{L_a} = \frac{G_t}{L_a}|r_{0in}|^2 |r_{os}|^2 P_{in}. \tag{4.44}$$

Condiția de stabilitate impune $P_{inref} < P_{in}$, adică

$$\frac{G_t}{L_a}|r_{0in}|^2 |r_{0s}|^2 < 1. \tag{4.45}$$

Considerînd cazul cel mai defavorabil $|r_{0in}| = |r_{0s}| = 1$, rezultă

$$L_a > G_t, \tag{4.46}$$

dar de regulă L_a se ia cu aproximativ 10 dB mai mare decît rezultă din relația (4.45), care trebuie interpretată astfel. Dacă se notează $G_t = G - L_a$, avem $L_a > G/2$; prin urmare, dacă este necesară o amplificare de 30 dB a semnalului de intrare, atunci cîștigul TUPO fără atenuator trebuie să fie de 60 dB. În practică se alege o astfel de lungime a spiralei încît între locul de fixare a atenuatorului și ieșire să se realizeze cîștiguri de cel puțin 20 dB; prin aceasta pierderea în puterea utilă de ieșirea este de ordinul a (1—20)%. În unele construcții se utilizează atenuatori direcționali (de exemplu, spirală de ferită, coaxială cu spirala conductivă), care atenuează numai unda reflectată; prin această metodă însă se îngustează banda de trecere a amplificatorului cu TUPO.

c) **Putere maximă de ieșire și randament.** Subliniem de la început că problema are importanță practică numai în TUPO de putere relativ mare, în care se urmărește realizarea regimului de funcționare corespunzător puterii maxime de ieșire. Regimul de putere maximă de ieșire este un regim de semnal mare; astfel, pentru calculul exact al puterii și randamentului este necesară o tratare neliniară a fenomenelor de interacțiune flux-cîmp (grupare și transfer de putere). Pentru găsirea unor expresii aproximative vom utiliza teoria simplificată, prezentată în lucrarea [15]; în cadrul acestei teorii expresia puterii transmisă de la fascicul spre undă ține seama de diferența dintre vitezele v_0 și v_{p3}, precum și de variația acestei diferențe pe durata propagării, ca urmare a interacțiunii fascicul-undă.

Presupunînd unda sinusoidală, asupra electronilor care intră în spirală acționează cîmpul $E_0 \sin\varphi$, unde s-a notat $(E_{13})_0 = E_1/3 = E_0$, iar φ este faza undei în momentul intrării electronilor în spirală. Pe durata propagării în spirală între undă și electronii considerați apar defazaje suplimentare $\Delta\varphi_1$ și $\Delta\varphi_2$, astfel cîmpul ce va acționa asupra electronilor la distanța z este $E_0 e^{\alpha_3 z} \sin(\varphi + \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2)$. Defazajul $\Delta\varphi_1$ este determinat de către diferența dintre v_0 și v_{p3} și se exprimă prin relația

$$\Delta\varphi_1 = Bz,\ B = \frac{2\pi}{\lambda_{si}}\left(\frac{v_0}{v_{p3}} - 1\right); \tag{4.47}$$

defazajul $\Delta\varphi_2$ este determinat de către interacțiunea cîmp-fascicul, și, conform calculelor efectuate în [15], are expresia

$$\Delta\varphi_2 = X \sin(\varphi + Bz + \Delta\varphi_2 - 2\psi), \tag{4.48}$$

unde $\psi = \text{arctg}\,(B/\alpha_3)$, iar X reprezintă parametrul de grupare, avînd expresia

$$X = \frac{2\pi}{\lambda_{si}} \frac{E_0\, e^{\alpha_3 z}}{2U_0(B^2 + \alpha_3^2)}. \tag{4.49}$$

Se urmăreşte găsirea unei expresii a puterii transferate de la fascicul spre cîmpul de r.f; această putere este funcţie de puterea consumată pentru formarea fasciculului, $P_0 = I_0 U_0$, şi de mărimile B şi X. Ecuaţia de mişcare a unui electron în interiorul spiralei este

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = ma_z = qE_0\, e^{\alpha_3 z} \sin(\varphi + \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2). \tag{4.50}$$

Fixîndu-ne în secţiunea $z = l$, variaţia energiei cinetice a unui electron este

$$\Delta W_e = \frac{m}{2}\left(\frac{dz}{dt}\right)^2 - \frac{mv_0^2}{2} = \frac{qE_0 e^{\alpha_3 l}}{\sqrt{B^2 + \alpha_3^2}} \sin[\varphi + Bl - \psi + x\sin(\varphi + Bl - 2\psi)], \tag{4.51}$$

Dacă ne referim la numărul total al electronilor din fascicul, atunci variaţia energiei cinetice reprezintă energia transmisă undei. Numărul total al electronilor care intră în spirală, pe durata unei perioade a semnalului de r.f., este $(I_0/q)T$, iar pe durata variaţiei $d\varphi$ a fazei este $(I_0/q)T\, d\varphi/2\pi$. Energia cedată undei pe timp de o perioadă de către fasciculul electronic este

$$\Sigma W_e = P_e T = \frac{I_0}{q}\frac{T}{2\pi}\int_0^{2\pi}\left[\frac{mv_0^2}{2} - \frac{m}{2}\left(\frac{dz}{dt}\right)^2_{z=l}\right] d\varphi; \tag{4.52}$$

prin efectuarea integrării (expresia din paranteza pătrată este înlocuită cu valoarea scoasă din (4.51)) rezultă puterea transmisă de la fasciculul electronic spre undă

$$P_e = \frac{I_0 E_0\, e^{\alpha_3 l}}{\sqrt{B^2 + \alpha_3^2}} \sin\psi \cdot J_1(X) = \frac{I_0 E_l B}{B^2 + \alpha_3^2} J_1(X), \tag{4.53}$$

unde $J_1(X)$ este funcţia Bessel de speţa I şi ordin unu, de argument X.

În regim de semnal mic avem $X \ll 1$ şi $J_1(X) \simeq X/2$; egalînd (4.53) cu P_s (4.39) rezultă o valoare optimă a lui B pentru obţinerea cîştigului maxim $B_{opt} = \alpha_3/\sqrt{3}$.

Crescînd treptat puterea semnalului de intrare, puterea de ieşire mai întîi creşte, atinge un maxim şi apoi scade. Condiţiile de obţinere a puterii maxime de ieşire pot fi deduse din relaţia

$$P_e = 2I_0U_0\frac{\lambda_{si}}{2\pi} BXJ_1(X), \tag{4.54}$$

care se obţine din (4.53) prin înlocuirea lui E_l cu valoarea scoasă din (4.49) pentru $z = l$. De la teoria clistronului reflex este cunoscut că produsul $XJ_1(X)$ este maxim, avînd valoarea 1,25 pentru $X = 2{,}41$; astfel se poate scrie

$$P_{ex} = 2{,}5\, I_0 U_0 B_0/\beta_e. \tag{4.55}$$

Valorile lui α_3 şi B, pentru cazul puterii maxime de ieşire, pot fi găsite prin următorul raţionament simplificat. Fixăm valoarea parametrului de grupare la $X = 1{,}84$ pentru care $J_1(X)$ are un maxim (trebuie subliniat că pentru $X = 1{,}84$, produsul $XJ_1(X)$ nu diferă prea mult de valoarea maximă 1,25); din condiţia $dP_e/dB = 0$ rezultă valoarea lui B corespunzătoare puterii maxime. Derivînd expresia (4.53) în raport cu B şi egalînd cu zero, rezultă $B = \alpha_3$; această ultimă egalitate se consideră valabilă în domeniul de valori $1{,}84 \leqslant X \leqslant 2{,}41$. Înmulţind şi împărţind cu X membrul drept al relaţiei (4.53) şi punînd $B = \alpha_3$ şi $X = 2{,}41$ se obţine

$$\alpha_{3\,max} = \sqrt[3]{\left[\frac{J_1(X)}{X}\right]_{X=2,41}} \cdot C_0\beta_e, \tag{4.56}$$

adică $\alpha_{3\,max} \simeq 0{,}6\,\beta_e C_0$; introducînd în (4.55) această valoare se obţine

$$P_{e\,max} = 1{,}5\, I_0 U_0 C_0; \tag{4.57}$$

astfel randamentul maxim are expresia

$$\eta_{e\,max} = \frac{P_{e\,max}}{P_0} = 1{,}5\, C_0. \tag{4.58}$$

Din ultima relaţie se observă că chiar în cazurile cele mai favorabile, cu $C_0 \simeq 0{,}2$, randamentul electronic al TUPO nu depăşeşte 30%, dar de regulă este mult mai mic. De asemenea, trebuie observat că valoarea coeficientului B, corespunzătoare puterii maxime de ieşire ($B_{max} = \alpha_{3\,max} = 0{,}6\,\beta_e C_0$), este mai mare decît cea corespunzătoare cîştigului maxim ($B_{opt} = \beta_e C_0/2$).

Puterea de intrare, corespunzătoare regimului de putere maximă de ieşire, se numeşte de saturaţie şi are expresia

$$P_{insat} = \frac{P_{e\,max}}{\exp(2\alpha_{3\,max}\, l)} = 1{,}5\, I_0 U_0 C_0 \exp(-1{,}4\,\alpha_3 l); \tag{4.59}$$

dacă $P_{in} > P_{insat}$, puterea de ieşire începe să scadă aşa cum rezultă din caracteristica de transfer, $P_s = P_e = f_1(P_{in})$, reprezentată în figura 4.5. Din această caracteristică se mai observă că puterea de intrare nu poate fi făcută oricît de mică, fiind limitată de către zgo-

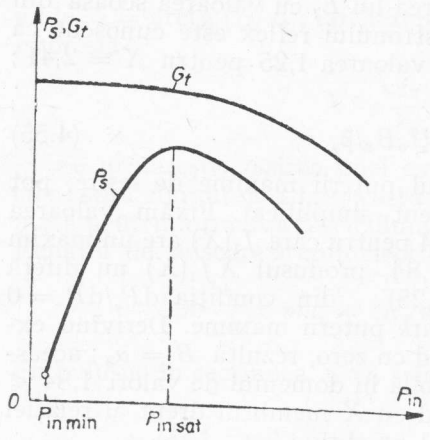


Figura 4.5. Puterea de ieşire şi cîştigul în funcţie de puterea de intrare; se observă efectul de saturaţie a puterii de ieşire.

motele proprii ale TUPO. *Banda dinamică*, definită ca diferenţa dintre $P_{e\,max}$ şi $P_{in\,min}$ (exprimate în dB), este limitată atît superior cît şi inferior; de regulă, această bandă are valori cuprinse între 60 şi 90 dB. Tot în figura 4.5 este reprezentată funcţia $G_t = f_2(P_{in})$; variaţia cîştigului în banda dinamică este neînsemnată.

IV.4. Date constructive şi parametri ai TUPO

IV.4.1. Sisteme de întîrziere, atenuare şi adaptare

a) Sisteme de întîrziere. Performanţele TUPO sînt puternic dependente de construcţia sistemului de întîrziere, de adaptarea acestuia cu sarcina şi de tipul de atenuatori utilizaţi. Există mai multe tipuri de sisteme de întîrziere; alegerea unui anume tip depinde de banda de frecvenţe, de puterea de ieşire şi de natura sarcinii la intrare şi ieşire.

În cazul TUPO de putere mică, cu factor de zgomot mic care funcţionează în banda undelor centimetrice şi decimetrice, o largă răspîndire au căpătat sistemele de întîrziere de tipul *spirală helicoidală*. Acest sistem posedă cea mai largă bandă de trecere şi o impedanţă de cuplaj (de undă) suficient de ridicată dacă raportul v_p/c este suficient de mic; în acelaşi timp, spirala poate fi adaptată la intrare şi ieşire într-o bandă de frecvenţe foarte largă. În general, spirala este construită dintr-un material nemagnetic, de rezistivitate relativ ridicată; pasul spiralei este determinat de valoarea impusă a raportului v_p/c, iar spre capete pasul creşte treptat pentru a uşura adaptarea cu sarcina.

La lungimi de undă tot mai mici, de exemplu banda undelor milimetrice, raza spiralei trebuie să fie foarte mică, deoarece intensitatea cîmpului de r.f. scade rapid cu distanţa de la suprafaţa structurii; dacă raza spiralei depăşeşte $\lambda_{si}/2$, intensitatea cîmpului pe axa spiralei este foarte mică, fapt ce duce la scăderea esenţială a randamentului de interacţiune dintre cîmp şi fasciculul electronic. Astfel, pentru o lungime de undă dată, există un diametru optim al spiralei, care permite realizarea cîştigului maxim; raza spiralei are valori de ordinul

$$a = (0{,}2 - 0{,}4)\,\lambda_{si} = (0{,}2 - 0{,}4)\,\lambda v_p/c. \tag{4.60}$$

Desigur, diametrul minim al spiralei este strict limitat atît din considerente tehnologice cît şi de intensitatea fasciculului care trece prin interior. Într-o primă aproximaţie, raportul v_p/c este

$$v_p/c \simeq h/2\pi a. \tag{4.61}$$

Din condiţia de sincronism, $v_p = v_0$, se obţine valoarea optimă a tensiunii de accelerare pentru care cîştigul este maxim,

$$U_0 = \frac{m c^2 h^2}{8 q^2 \pi^2 a^2} \simeq 0{,}65 \cdot 10^4 \left(\frac{h}{a}\right)^2; \tag{4.62}$$

dacă ţinem cont că

$$\frac{v_p}{c} = \frac{\sqrt{2qU_0/m}}{c} = \frac{U_0^{1/2}}{5 \cdot 10^2}, \tag{4.63}$$

relaţiile (4.60) şi (4.63) pot fi utilizate pentru determinarea razei spiralei, pentru un λ dat şi o tensiune U_0 specificată.

O altă mărime importantă, ce caracterizează sistemul de întîrziere, este impedanţa de cuplaj (de undă) K_s, a cărei expresie este [5]

$$K_s = 13{,}3 \left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right)^2 \frac{v_p}{c}; \tag{4.64}$$

cu cît raza este mai mică în raport cu λ pentru un raport v_p/c dat, cu atît K_s are valoarea mai mare. În TUPO de mică putere, tensiunea de accelerare este de ordinul $U_0 \simeq 1$ kV; în aceste condiţii $v_p/c = 0{,}06$; luînd $a = 0{,}3\,\lambda_{si}$, se obţine $K_s \simeq 75\ \Omega$.

În banda undelor milimetrice diametrul spiralei devine extrem de mic; de exemplu, pentru $\lambda = 2$ mm şi $U_0 = 10$ kV, diametrul este $2a \simeq 0{,}16 - 0{,}32$ mm; realizarea acestei spirale, deşi posibilă, pune probleme tehnologice deosebit de dificile.

Funcţionarea spiralei la puteri mari este limitată în principal de doi factori. Puterile mari disipate pe spirală necesită o răcire intensă, fapt ce se poate realiza numai la lungimi de undă mari (centimetrice şi decimetrice) unde spirala se poate realiza din conductori tubulari prin interiorul cărora circulă apă sub presiune. Obţinerea unor

puteri din ce în ce mai mari necesită creşterea tensiunii de accelerare, fapt ce necesită creşterea vitezei de fază astfel încît $v_p/c \to 1$; are loc scăderea rezistenţei de cuplaj, K_s, şi în tub se creează posibilitatea de autooscilaţie pe armonici spaţiale; în plus apar importante efecte relativiste.

Din cele expuse rezultă că la lungimi de undă mici şi puteri mari spirala helicoidală clasică are performanţe scăzute; aici sînt utilizate alte tipuri de sisteme de întîrziere, cele mari răspîndite fiind *ghidul încărcat periodic* şi *ghidul cu diafragme interdigitale şi tuburi de drift.*

Ghidul periodic este constituit dintr-un ghid circular, prevăzut cu diafragme avînd orificii circulare sau de alt profil; în ansamblu, acest sistem de întîrziere poate fi considerat că este format dintr-un număr de cavităţi rezonante cuplate între ele prin intermediul orificiilor prin care trece fasciculul electronic, sau prin intremediul unor fante special prevăzute. Un exemplu de ghid periodic cu diafragme (numit adesea de tipul „frunză de trifoi, ca urmare a configuraţiei particulare a liniilor de cîmp magnetic) este arătat în figura 4.6; cavităţile rezonante formate de către diafragme au o configuraţie geometrică complicată datorită unor proeminenţe ale peretelui ghidului. Această construcţie are banda de trecere mult mai largă decît ghidul periodic cu diafragme cilindrice. În ghidul circular se excită de regulă modul TM_{01} (unda E_{01}); astfel, pentru trecerea la ghidul dreptunghiular este necesar un *transformator de moduri de undă,* care în cazul figurii 4.6 este constituit din diafragme inductive dispuse pe pereţii mici ai ghidului dreptunghiular. Structurile de tipul ghid periodic pot funcţiona atît în regim permanent cît şi în regim de impulsuri, întrucît poate suporta tensiuni de accelerare pînă la 100 kV; în acelaşi timp, are caracteristici de disipaţie a căldurii foarte bune, iar rezistenţă de cuplaj, K_s, are valori apreciabile pentru unda directă; însă banda de trecere este mult mai mică decît în cazul spiralei, nedepăşînd 20% faţă de frecvenţa centrală.

Sistemul de întîrziere, format dintr-un ghid circular cu tuburi de drift şi diafragme interdigitale, este arătat în figura 4.7. Unda electromagnetică urmează un drum sinuos format de către diafragme, iar fasciculul electronic se deplasează central prin tuburile de drift;

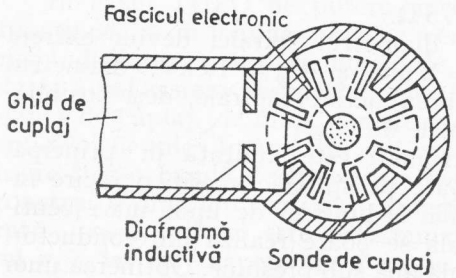
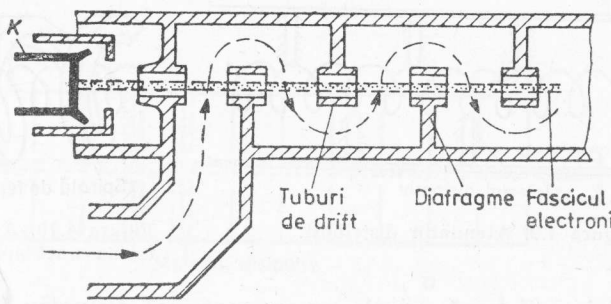


Figura 4.6. Sistem de întîrziere de tip „frunză de trifoi".

Figura 4.7. Sistem de întîrziere cu tuburi de drift şi diafragme interdigitale.



interacţiunea dintre cîmpul de r.f. şi fascicul are loc periodic numai în spaţiile dintre tuburile de drift. Şi acest sistem de întîrziere are banda de trecere mult mai mică decît a spiralei.

Există şi alte tipuri sau variante de sisteme de întîrziere a căror utilizare este avantajoasă la TUIO sau TUPM şi TUIM; în general, trebuie ţinut seama de faptul că sistemele se întîrziere utilizate în TUPO trebuie să fie adaptate la fascicule de secţiune circulară sau coroană de cerc.

b) **Atenuatori.** Pentru înlăturarea autooscilaţiilor parazite sistemele de întîrziere utilizate în amplificatorii cu TUPO trebuie să fie prevăzute cu atenuatori; aceştia pot fi distribuiţi, localizaţi sau nereciproci.

În cazul spiralei, atenuatorii distribuiţi pot fi realizaţi cel mai simplu prin utilizarea unor conductori de înaltă rezistivitate. O altă metodă, larg răspîndită în construcţiile mai vechi de TUPO, este încărcarea periodică a spiralei: încărcarea cu discuri metalice prevăzute cu orificii centrale prin care trece fasciculul (fig. 4.8, a); sistemul de întîrziere constă din două spirale coaxiale (fig. 4.8, b), spirala exterioară fiind prevăzută cu discontinuităţi sub forma unor scurtcircuite între spire, dispuse periodic. Trebuie precizat că prin introducerea atenuării are loc micşorarea benzii de trecere. Foarte răspîndită este atenuarea distribuită, realizată prin acoperirea suporţilor dielec-

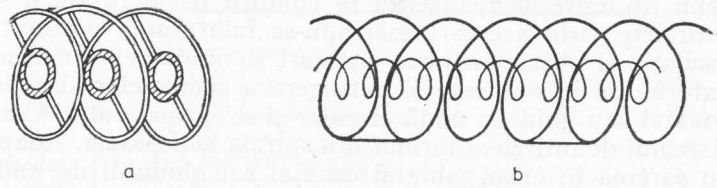


Figura 4.8. Atenuatori sub forma încărcării periodice ale spiralei:
a — discuri metalice cu orificii centrale; b — spirale concentrice, din care una este prevăzută cu scurtcircuite periodice.

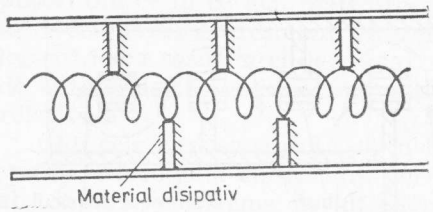


Figura 4.9. Atenuator distribuit.

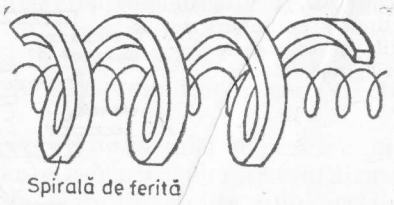


Figura 4.10. Atenuator nereciproc sub forma unei spirale de ferită.

trici ce fixează spirala cu un material disipativ (fig. 4.9) ; prin acest sistem se pot realiza atenuări ale sistemului neperturbat de ordinul a 50 dB, fără a influența în mod substanțial banda de trecere.

Atunci cînd se urmărește realizarea unor cîștiguri foarte mari (în radioastronomie, de exemplu), se utilizează atenuatori sub forma unei spirale de ferită, coaxială cu spirala de întîrziere (fig. 4.10) ; acest atenuator este nereciproc, în senul că, printr-o polarizare magnetică adecvată a feritei, unda directă nu este influențată, în schimb unda reflectată este puternic atenuată. Un dezavantaj al spiralei de ferită este îngustarea substanțială a benzii de trecere.

În cazul TUPO de putere medie și mare atenuatorul este, de regulă, localizat la o distanță de aproximativ $l/3$ față de tunul electronic. Dacă sistemul de întîrziere este o spirală (TUPO de putere medie) atenuatorul este situat în afara incintei vidate și se conectează la sistem prin intermediul unei spirale de cuplaj. În cazul tuburilor de putere mare, la care sistemul de întîrziere este format din ghiduri periodice, atenuatorul localizat este realizat fie intern (fig. 4.11, a), fie extern (fig. 4.11, b). În primul caz atenuatorul constă dintr-o ceramică carbonizată (material disipativ pentru microunde) plasat între diafragme ; în al doilea caz (puteri foarte mari) atenuatorul constituie o sarcină disipativă plasată în tronsoane de ghid, conectate la ghidul periodic. La frecvențe foarte mari, unde pierderile sistemului de întîrziere sînt suficient de mari, nu sînt necesari atenuatori.

c) **Adaptarea.** Introducerea semnalului de intrare și extragerea celui de ieșire se realizează în condiții de adaptare a sistemului de întîrziere, prin aceste urmărindu-se înlăturarea posibilității de autooscilație și obținerea unor cîștiguri și randamente ridicate. Circuitele externe de introducere și extragere a semnalelor sînt de tipul cablu coaxial sau ghid de undă circular și dreptunghiular. Considerăm întîi sistemul de întîrziere format din spirala helicoidală. Adaptarea spiralei cu sarcină în cazul cablului coaxial sau ghidului de undă circular se poate realiza în două moduri : utilizarea transformatorului de impedanță format din spirale ,,cuplate'' (fig. 4.12, a), cu ajutorul căruia se poate obține o bună adaptare într-o bandă largă de frecvențe; utilizarea

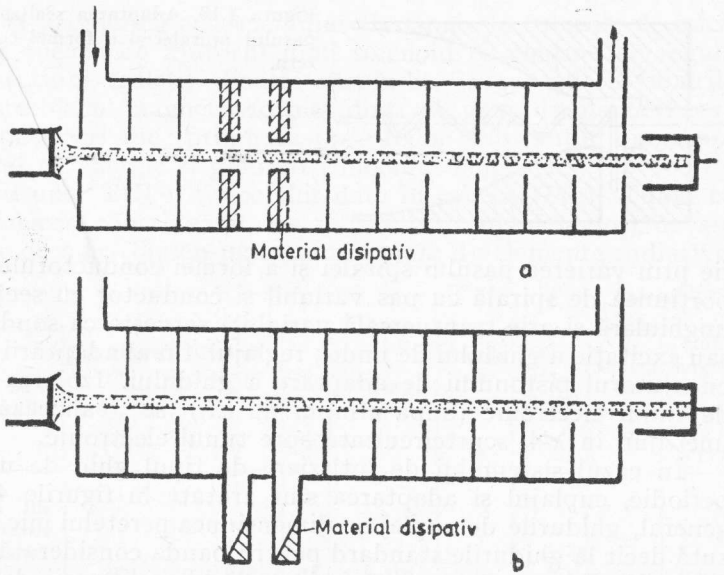


Figura 4.11. Atenuatori localizați :
a — atenuator intern (material disipativ între diafragme) ; b — atenuator extern (material disipativ în tronsoane de ghid).

spiralei cu ,,secție de adaptare'' (fig. 4.12, b), unde impedanța de undă este variată prin varierea diametrului ecranului exterior al spiralei.

În cazul joncțiunii spirală-ghid de undă dreptunghiular adaptarea se realizează fie prin spirale de cuplaj similar cu cea din figura 4.12, a,

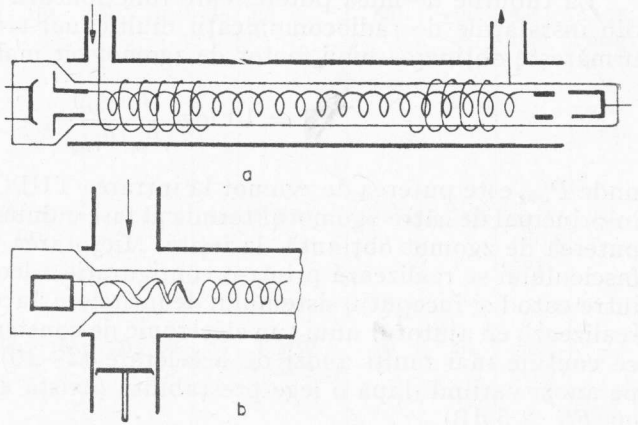


Figura 4.12. Metode de adaptare :
a — utilizarea de spirale cuplate ; b — spirală cu secțiune de adaptare.

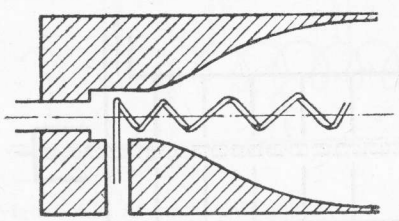


Figura 4.13. Adaptarea realizată prin varierea pasului spiralei și a formei conductorului extern.

fie prin varierea pasului spiralei și a formei conductorului (fig. 4.13); porțiunea de spirală cu pas variabil și conductor cu secțiunea dreptunghiulară și arie transversală variabilă servește ca sondă de recepție sau excitație a ghidului de unde; reglajul fin al adaptării se realizează cu ajutorul pistonului de adaptare a ghidului. Izolarea spiralei față de tunul electronic (după cîmpul de r.f.) se realizează cu ajutorul unei linii în $\lambda/4$, scurtcircuitată spre tunul electronic.

În cazul sistemului de întîrziere de tipul ghid de undă încărcat periodic, cuplajul și adaptarea sînt arătate în figurile 4.6 și 4.7. În general, ghidurile de cuplaj au dimensiunea peretelui mic ceva mai scăzută decît la ghidurile standard pentru banda considerată a lungimilor de undă, prin aceasta urmărindu-se lărgimea benzii de trecere.

IV.4.2. **Variante constructive și parametri ai TUPO**

În funcție de lungimea de undă (centrală), putere de ieșire, cîștig și randament, factor de zgomot, bandă de trecere și blocul magnetic de focalizare există un număr mare de tipuri și variante de TUPO; desigur performanțele TUPO depind esențial de sistemele de întîrziere și metodele de adaptare expuse în paragraful precedent.

La tuburile de mică putere, care funcționează în etajele de intrare din instalațiile de radiocomunicații multicanal terestre și spațiale, se urmărește obținerea unui factor de zgomot cît mai mic ($FS \leqslant 10$ dB).

$$FS = 10 \log \frac{(P_s/P_{szg})}{(P_{in}/P_{inzg})}, \qquad (4.65)$$

unde P_{inzg} este puterea de zgomot la intrarea TUPO și este determinată în principal de către zgomotul termic al fasciculului electronic; P_{szg} este puterea de zgomot obținută la ieșire. Micșorarea puterii de zgomot a fasciculului se realizează printr-o configurație adecvată a potențialului între catod și începutul sistemului de întîrziere; această configurație se realizează cu ajutorul unui tun electronic de construcție mai complicată ce conține mai mulți anozi de accelerare (2—10), tensiunile aplicate pe anozi variind după o lege prestabilită (există exemplare de TUPO cu $FS \gtrsim 5$ dB).

Focalizarea magnetică a fasciculului electronic la tuburile de mică putere se efectuează cu ajutorul unui solenoid ce conține de regulă mai multe secțiuni (galeți). Foarte răspîndit, în special la tuburile de putere, este blocul magnetic format dintr-un grup de magneți permanenți, dispuși periodic; prin aceasta se reduc substanțial dimensiunile, consumul de energie și greutatea blocului magnetic.

Parametrii unor TUPO tipice sînt date în tabelul IV.1. Tubul cu nr. 6 se utilizează pentru excitarea rețelelor (aranjamentelor) de antene sinfazice de mari dimensiuni (număr mare de elemente radiative)

Tabelul IV.1

Nr.	Tipul de TUPO și λ centrală	Tensiune de accelerare U_0 (V)	Curent colector I (A)	Cîștig dB	Putere ieșire	Bandă de trecere %	Randament $\eta_{\%}$	Sistem de întîrziere	Cîmp magn. de focalizare (T)
1	TUPO de intrare, cu factor de zgomot mic, $\lambda = 10$ cm	370	$0{,}2 \cdot 10^{-3}$	25	1 mW	8	2,5	spirală	0,05
2	TUPO de putere medie, cu $\lambda = 5$ mm	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{-3}$	30	0,5 W	20	$\simeq 2{,}5$	ghid periodic	0,15
3	TUPO de ieșire, cu $\lambda = 7{,}5$ cm	$2{,}5 \cdot 10^3$	$30 \cdot 10^{-3}$	30	10 W	33	13	spirală	0,07
4	TUPO de ieșire, cu $\lambda = 15$ cm	$3 \cdot 10^3$	$50 \cdot 10^{-3}$	35	25 W	50	$\simeq 20$	spirală	0,75 magnet permanent
5	TUPO de putere în regim permanent, cu $\lambda = 3$ cm	$20-30 \times \times 10^3$	1,5	35	5 kW	5—10	30	ghid periodic	0,1
6	TUPO de mare putere în impulsuri, cu $\lambda = 10$ cm	$100 \cdot 10^3$	60—90	35	3 MW $\tau_i = 2\mu s$	10	34	ghid periodic	—

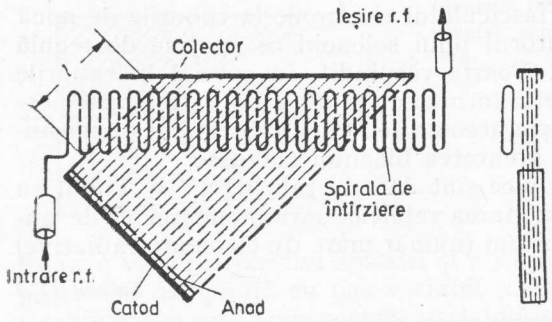


Figura 4.14. Principiul de construcție a tubului cu undă progresivă „transversal".

ale instalațiilor radar, cu diagramă de directivitate acordabilă. Sistemul de întîrziere este un ghid încărcat periodic cu diafragme circulare avînd orificii centrate pentru trecerea fasciculului electronic a cărui diametru este de 12,5 mm [21]; diafragmele sînt prevăzute cu fante de cuplaj între cavitățile alăturate.

Există TUPO „transversale" [22, 23, 24], la care electronii traversează spațiul de interacțiune numai pe o distanță relativ mică față de lungimea totală a acestui spațiu. Sistemul de întîrziere este format dintr-o spirală aplatizată, iar tunul electronic și colectorul au secțiuni dreptunghiulare (fig. 4.14). Spirala este paralelă cu latura mare a colectorului, iar tunul electronic este înclinat cu unghiul α_x față de latura mare a colectorului; se poate considera că fasciculul electronic de tip „bandă" este format dintr-un număr mare de fascicule individuale care interacționează cu cîmpul de r.f. al spiralei pe spații relativ mici. În această configurație se poate obține un regim de funcționare în care prin sistemul de întîrziere se propagă trei unde a căror amplitudine crește exponențial, respectiv liniar și pătratic cu distanța. Particularitatea deosebită a acestui tub este faptul că valoarea de saturație a puterii de ieșire, corespunzătoare unei puteri P_{insat}, este puternic dependentă de fasciculele individuale a căror intensitate poate fi reglată. Afară de construcția din figura 4.14 există TUPO transversale la care tunul electronic este paralel colectorului iar planul spirelor face unghiul α_x cu latura mare a colectorului.

IV.5. Principiul de funcționare a TUIO ca oscilator

În sistemele de întîrziere perfect uniforme cîmpul de r.f. nu conține armonici spațiale, iar sensul vitezei de fază coincide cu sensul de propagare a energiei, adică cu viteza de grup; aici fasciculul electronic interacționează cu unda directă. Din contră, în sistemele de întîrziere care prezintă discontinuități (ghiduri periodice, ghiduri cu structuri interdigitale de tipul „degete între degete", ghiduri sinuoase etc.) există un număr mare de armonici spațiale, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Vitezele de fază ale acestor armonici precum și constantele de propagare respective depind de numărul n al armonicii și pot avea atît sensul de propagare a energiei (armonici spațiale cu $n > 0$, sau unde cu dispersie pozitivă) ca în cazul undei directe, cît și un sens invers față de propagarea energiei (armonici spațiale cu $n < 0$, sau unde cu dispersie negativă) ca în cazul undei inverse. Evident, în cazul TUIO, așa cum s-a specificat la începutul capitolului, trebuie alese sisteme de întîrziere în care fasciculul electronic să interacționeze efectiv cu unda inversă (care se propagă în sens invers față de sensul fasciculului); adesea tubul cu undă inversă, de tip *O* este numit carcinotron de tip *O* (*CO*).

Construcția schematică a TUIO este arătată în figura 4.15, a, iar detalierea sistemului de întîrziere (ghid de undă de tipul interdigital) este prezentată în figura 4.15, b. Se observă ușor că această construcție este asemănătoare cu cea a TUPO; diferența constă în faptul că atenuatorul este fixat la capătul dinspre colector al sistemului de întîrziere, iar sonda de extragere a puterii de ieșire este localizată lîngă tunul electronic.

În expunerea principiului de funcționare a TUIO ca oscilator se admite (așa cum s-a procedat și la clistronul reflex) că sînt satisfăcute condițiile de autooscilație, iar în sistemul de întîrziere există o undă electromagnetică care se propagă de la colector spre tunul electronic, undă care prezintă un număr mare de armonici spațiale. Întrucît energia se extrage la capătul de lîngă tunul electronic, este convenabil să

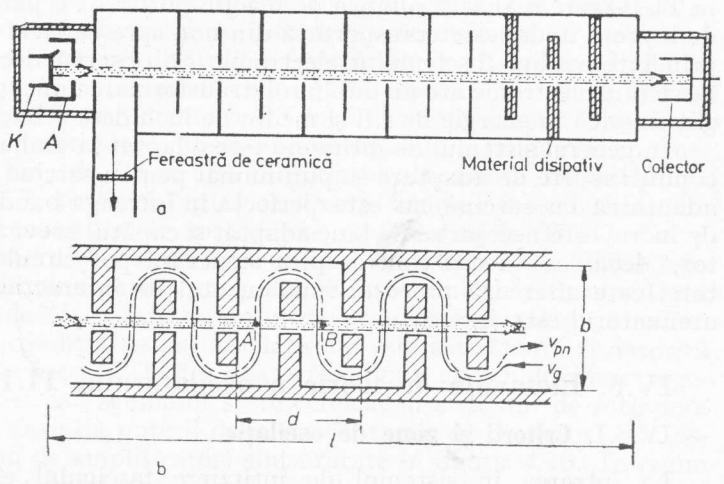


Figura 4.15. Tub cu undă inversă de tip *O* (TUIO):
a — principiul de construcție; b — sistemul de întîrziere de tip interdigital.

se presupună că un anume semnal de r.f. este injectat în sistemul de întîrziere la capătul de lîngă colector și se propagă spre sonda de ieșire cu viteza de grup v_g; pentru ca unda să interacționeze efectiv cu fasciculul electronic, trebuie să fie realizată condiția de sicronism între v_0 și armonicele spațiale cu $n < 0$, astfel încît v_0 și v_{pn} să aibă același sens și să subziste relația $v_0 \simeq |v_{pn}|$. Așa cum este construit ghidul periodic interdigital (fig. 4.15, b), fasciculul electronic interacționează cu componenta longitudinală e_z a cîmpului de r.f. al undei, în mod periodic, numai în spațiile dintre diafragme, situate pe axa sistemului; dacă condiția de sincronism este realizată numai pentru o singură amornică spațială cu $n < 0$, procesul de interacțiune se desfășoară la fel ca și în cazul cînd în ghidul periodic ar fi prezentă o singură undă; amplitudinea acestei unde crește cu distanța, ca urmare a captării de energie de la fascicul.

Trăsătura esențială a proceselor de interacțiune din TUIO este faptul că în tub este prezentă o *buclă de reacție pozitivă internă*, formată din sistemul de întîrziere și fasciculul electronic, sensul de circulație a energiei de r.f. în aceste două elemente fiind diferit. Într-adevăr, amplitudinea undei care se propagă de la colector spre ieșire (sarcină) crește cu distanța după o anumită lege, datorită absorbției de energie de la fascicul; la rîndul său, fasciculul este modulat și grupat, componenta de r.f. a curentului crescînd de la tunul electronic spre colector; cu cît componenta de r.f. a curentului este mai mare, cu atît o cantitate mai mare de energie este transferată undei etc. Avînd în vedere că sensul de transport al energiei undei din sistemul de întîrziere este opus față de sensul de transport al energiei de r.f. de către fascicul, în TUIO este realizată o buclă de reacție pozitivă: o parte din energia de ieșire a undei este transportată din nou spre capătul de la colector prin intermediul fasciculului electronic. Se observă deci că la TUIO fasciculul electronic are un dublu rol: transformarea unei părți din energia cinetică în energie de r.f. și mediu de închidere a buclei de reacție.

În general sistemul de întîrziere este adaptat la ambele capete, dar condiții severe de adaptare se pun numai pentru sarcină; numai dacă adaptarea cu sarcina nu este perfectă în întreaga bandă a frecvenței de lucru, este necesar să fie bine adaptat și capătul prevăzut cu atenuator, deoarece în caz contrar prin structură pot circula unde reflectate, care alterează procesul fundamental de interacțiune (de regulă atenuatorul este intern).

IV.6. Elemente de teorie a oscilatorului TUIO

IV.6.1. Criterii și zone de oscilație

La intrarea în sistemul de întîrziere fasciculul electronic este nemodulat, avînd viteza v_0 și intensitatea I_0; datorită interacțiunii cu componenta longitudinală a cîmpului de r.f. are loc modulația

de viteză și gruparea electronilor. Fenomenul de modulație de viteză și grupare sînt identice cu cele de la TUPO, adică gruparea are loc în jurul electronilor cu viteza neschimbată care intră în sistemul de întîrziere în momentele cînd componenta longitudinală e_z trece prin zero, variind de la accelerator spre frînant. Avînd în vedere că în funcționarea normală $v_0 \gtrsim v_{pn}$, grupările de electroni devansează unda caracterizată prin viteza de fază v_{pn}, deplasîndu-se astfel în regiunile cu e_z frînant și cedînd energie undei. Într-un sistem de coordonate mobil, care se deplasează cu viteza v_{pn}, grupările de electroni vor suferi o deplasare lentă în spațiul cu e_z frînant; interacțiunea dintre fascicul și cîmpul de r.f. se consideră optimă dacă pe durata parcurgerii lungimii l a sistemului de întîrziere, defazajul relativ dintre grupările de electroni și unda cu viteaza de fază v_{pn} este egală cu π, adică cu întreaga alternanță negativă a lui e_z; evident, condiția de interacțiune optimă se poate realiza și pentru defazări relative de $(2k + 1)\pi$; prin urmare, se poate scrie relația generală

$$\frac{\omega l}{v_{pn}} - \frac{\omega l}{v_0} = (2k + 1)\pi, \tag{4.66}$$

unde $k = 0, 1, 2, \ldots$ Punînd ultima relație sub forma

$$\frac{1}{v_0} = \left(\frac{m}{2q\,U_0}\right)^{1/2} = \frac{1}{v_{pn}} - \frac{1/2 + k}{fl}, \tag{4.67}$$

se observă că oscilatorul cu TUIO are mai multe zone de oscilație $P_s = \gamma_1(U_0)$, caracterizate prin diferite valori ale lui k. Desigur, cea mai mare putere de ieșire se obține în zona cu $k = 0$, deoarece în acest caz lungimea sistemului de întîrziere este utilizată în modul cel mai eficient pe întreaga distanță l (grupările de electroni se află în alternanța frînantă a cîmpului de r.f.); în zona cu $k = 1$, grupările de electroni se află pe porțiunea $l/3$ în alternanța frînantă, apoi $l/3$ în alternanța acceleratoare, absorbind energia de la undă, și, în fine, pe ultima porțiune de $l/3$ se află din nou în alternanța frînantă.

Relația (4.67), pe lîngă faptul că descrie zonele de oscilație, pune în evidență și condiția de *amplificare regenerativă* în TUIO. Ca și în cazul oscilatorului cu clistron reflex, oscilatorul cu TUIO este caracterizat printr-un curent prag, I_{0p}, al fasciculului electronic. Dacă $I_0 < (I_{0p})_0$, unde $(I_{0p})_0$ este curentul de prag corespunzător zonei cu $k = 0$, atunci condiția de autooscilație nu este satisfăcută și datorită reacției pozitive interne TUIO poate funcționa ca amplificator regenerativ; în acest caz semnalul se injectează în sistemul de întîrziere lîngă colector. Variația puterii de ieșire (în regim de oscilator) și a cîștigului (în regim de amplificator) sînt arătate în figura 4.16. În regim de amplificare cîștigul are o expresie de forma $G_a = A_0/(I_0 - I_{0p})^2$ [25], unde A_0 este o constantă avînd valoarea aproape de 1; cînd I_0 se apropie de $(I_{0p})_0$ avînd valori $I_0 \gtrsim 0{,}9\,(I_{0p})_0$, are loc o creștere

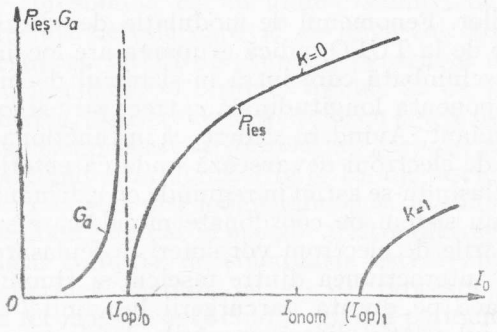


Figura 4.16. Regimurile de amplificare regenerativă și oscilație a TUIO.

rapidă a cîștigului G_a. Așa cum s-a arătat mai sus, puterea de ieșire are valoarea cea mai ridicată în zona $k = 0$; pentru a exlude posibilitatea autooscilației simultane în zonele cu $k = 0$ și $k = 1$ (pe frecvențe diferite) curentul fasciculului se variază în limitele $I_0 \simeq (2-5)(I_{0p})_0$, dar mai mic decît $(I_{0p})_1$. În mod evident $(I_{0p})_1 > (I_{0p})_0$, deoarece în zona $k=1$ eficiența transferului de energie de la fascicul spre undă este mult mai mică decît în zona $k = 0$.

IV.6.2. **Acordul electronic**

Se numește acord electronic variația frecvenței de oscilație în funcție de tensiunea de accelerare, U_0; (lărgimea), sensivitatea și polaritatea acordului electronic depind de caracteristica de dispersie a sistemului de întîrziere. Trebuie subliniat că în oscilatorii cu TUIO banda acordului electronic este foarte largă, variația frecvenței pentru care variația puterii de ieșire se încadrează în limitele admise fiind de ordinul unei octave.

Este cunoscut că constanta de propagare a armonicelor spațiale este funcție de periodicitatea spațială, d, a structurii de întîrziere și de numărul n al armonicii,

$$\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/d, \tag{4.68}$$

unde β_0 este constanta de propagare a undei fundamentale ($n = 0$); viteza de fază a armonicii respective este

$$v_{pn} = \frac{\omega}{\beta_n} = \frac{\omega}{\beta_0 + 2\pi\ n/d} = \left[\frac{1}{(v_p)_0} + \frac{2\pi n}{\omega d}\right]^{-1}. \tag{4.69}$$

În sistemele de întîrziere de tip periodic totdeauna armonicele spațiale prezintă o *dispersie anormală* în sensul că valoarea absolută a vitezei

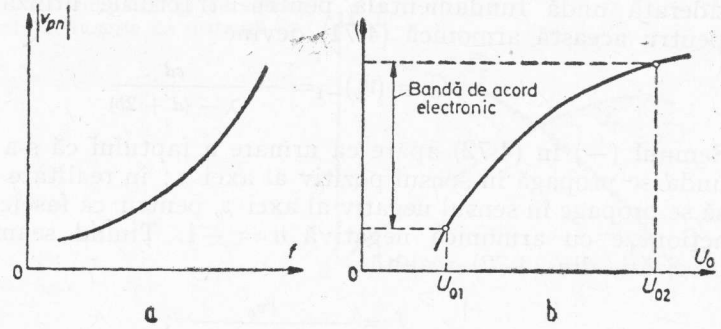


Figura 4.17. Acordul electronic al TUIO:
a — dispersie anormală; b — variația frecvenței în funcție de tensiunea de accelerare

de fază $|v_{pn}|$ crește cu frecvența (fig. 4.17, a), așa cum rezultă și din relația (4.69). În condiții de sicronism, $|v_{pn}| = v_0$, este evident că prin creșterea tensiunii de accelerare U_0 va rezulta o creștere a frecvenței de oscilație ($f = \psi_1(v_{pn})$, $(v_{pn}) = \psi_2(U_0)$, deci $f = \psi_3(U_0)$), fapt ilustrat calitativ în figura 4.17, b.

Referindu-ne la structura de întîrziere din figura 4.15, b, în care pentru moment presupunem că unda se propagă tot în sensul pozitiv al axei z, se poate ușor stabili o relație directă între frecvența corespunzătoare armonicii $n = -1$ și tensiunea de accelerare. Timpul de tranzit al electronilor din fascicul, între punctele A și B este $\tau_e = d/2v_0$; condiția de sincronism cere ca τ_e să fie egal cu timpul de tranzit al undei plus o jumătate de perioadă a oscilației de înaltă frecvență (intersecția fasciculului electronic cu unda în punctul B are sens invers față de punctul A), la care se mai poate adăuga un număr întreg de perioade; astfel se poate scrie relația generală

$$\tau_n = \frac{b + d/2}{c} + \frac{T}{2} + nT, \tag{4.70}$$

unde c este viteza luminii în spațiul liber, iar $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Punînd condiția $\tau_e = \tau_n$ rezultă

$$v_0 = \frac{cd}{d + 2b + (2n+1)\lambda}. \tag{4.71}$$

Intensitatea armonicelor spațiale descrește cu distanța de la conductorii sistemului de întîrziere cu atît mai rapid cu cît n are valori (absolute) mai mari. Din această cauză în TUIO în mod practic condiția de autooscilație se realizează pentru armonica $n = -1$, con-

siderată undă fundamentală pentru structurile utilizate în TUIO; pentru această armonică (4.71) devine

$$v_0 = (v_p)_{-1} = -\frac{cd}{\lambda - (d + 2b)}. \tag{4.72}$$

Semnul (—) în (4.72) apare ca urmare a faptului că s-a presupus că unda se propagă în sensul pozitiv al axei z; în realitate unda trebuie să se propage în sensul negativ al axei z, pentru că fasciculul să interacționeze cu armonica negativă $n = -1$. Ținînd seama de aceste precizări, din (4.72) rezultă

$$f = \frac{cv_0}{cd + (d + 2b)v_0}; \tag{4.73}$$

dacă se admite $c \gtrsim 20\, v_0$, ultima relație ia forma simplificată

$$f = (2q/md^2)^{1/2} \cdot U_0^{1/2}, \tag{4.74}$$

care ar putea justifica calitativ curba din figura 4.17, b.

IV.6.3. Considerații asupra puterii de ieșire și randamentului

Pentru găsirea unor expresii aproximative ale puterii de ieșire și randamentului se utilizează o teorie de semnal mic, la fel ca și în cazul amplificatorilor cu TUPO. Considerînd separat, întîi acțiunea cîmpului de r.f. asupra fasciculului electronic, apoi acțiunea fasciculului electronic grupat aspra cîmpului de r.f. și punînd condiția de *self-consistență* a cîmpului se poate obține o *ecuație de dispersie* a TUIO care are expresia (analoagă cu (4.23))

$$(\Gamma_0^2 - \Gamma^2)(j\beta_e - \Gamma)^2 + \beta_e \Gamma_0 \Gamma^2 K_s I_0 / 2U_0 = 0; \tag{4.75}$$

ecuația ține cont de faptul că la TUIO transportul energiei în sistemul de întîrziere se efectuează în sens opus deplasării fasciculului. Rezolvînd ecuația se găsește că în structura de întîrziere se propagă trei unde cu constantele de propagare Γ_1, Γ_2, Γ_3 apropiate ca valoare de β_e, unde β_e reprezintă constanta de propagare electronică și în cazul TUIO se ia egală cu constanta de propagare la „rece" a armonicii $n = -1$. Condițiile la limită sînt de așa natură încît lîngă colector intensitatea totală a undelor este zero, iar la ieșire (lîngă tunul electronic) intensitatea totală este egală cu suma intensităților celor trei unde.

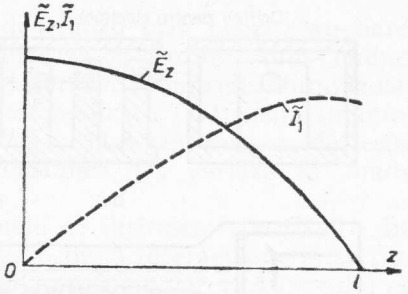
Puterea maximă de ieșire pentru zona de oscilație $k = 0$ are expresia aproximativă (vezi (4.57) și [3])

$$P_{s\,max} \simeq 0{,}85\; I_0 U_0 C_0, \tag{4.76}$$

iar randamentul corespunzător este

$$\eta_{e\,max} = P_{s\,max}/P_0 \simeq 0{,}85\, C_0. \tag{4.77}$$

Figura 4.18. Variația cîmpului și curentului (componete de r.f) în funcție de distanță.



O altă mărime importantă ce caracterizează funcționarea oscilatorului cu TUIO este curentul prag, care are expresia [3]

$$(I_{0p})_0 \simeq U_0 / 8K_s N^3; \; (N = l/\lambda_{s\hat{i}}). \tag{4.78}$$

Variația cîmpului de r.f. și a componentei de r.f. a curentului din fascicul, în lungul structurii de întîrziere diferă de cea exponențială, găsită la TUPO; în cazul TUIO variația cîmpului poate fi exprimată, în urma unor aproximații suficient de grosiere, printr-o funcție cosinusoidală (fig. 4.18). Porțiunea de „saturație" de la capătul $z = 0$ poate fi explicată fizic prin doi factori: în această regiune componenta de r.f. a curentului din fascicul tinde la zero, astfel eficiența transferului de energie spre cîmp este mult diminuată; cîmpul de r.f. este rezultatul suprapunerii a trei unde, care interacționează în mod diferit cu fasciculul. Din figură se observă, de asemenea, că la capătul $z = l$ amplitudinea componentei de r.f. a curentului de convecție tinde spre o regiune de saturație, ca urmare a faptului că aici cîmpul de r.f. este puternic diminuat de către atenuator.

IV.7. Particularități constructive și parametri ai TUIO

Ca urmare a randamentului foarte scăzut, TUIO se utilizează în principal ca oscilatori locali în aparatele de recepție superheterodină, în domeniul undelor centimetrice, milimetrice și uneori submilimetrice; de asemenea, datorită benzii largi de acord electronic, oscilatorii TUIO se utilizează în instalațiile de laborator pentru cercetări în domeniul microundelor. Performanțe deosebite prezintă oscilatorii cu variație periodică a frecvenței (sweep-oscillator): prin aplicarea pe electrodul de accelerație a unei tensiuni periodic variabilă în timp (de exemplu, dinți de ferăstrău) se obține o variație periodică a frecvenței în limite foarte largi; acești oscilatori sînt extrem de prețioși pentru măsurători în domeniul microundelor.

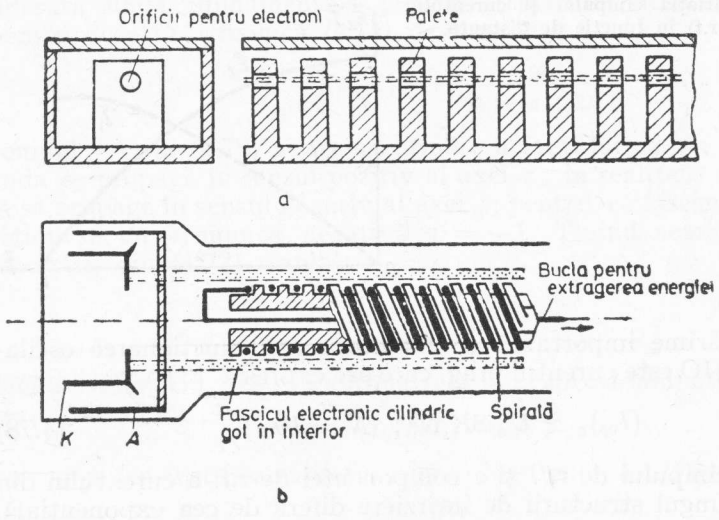


Figura 4.19. Sisteme de întîrziere a TUIO:
a — ghid prevăzut cu palete dispuse periodic; b — construcție de tipul „spirală în canal helicoidal".

Problemele constructive cele mai importante sînt legate de realizarea unor sisteme de întîrziere, în care armonicele spațiale negative să fie suficient de pronunțate, și de obținerea unor configurații geometrice de fascicul și structură de întîrziere care să permită o bună eficiență de interacțiune. Elementele de extragere a energie de ieșire și de atenuare au construcții similare cu cele de la TUPO (desigur la TUIO atenuatorii sînt în mod obligatoriu localizați).

Două construcții tipice de sisteme de întîrziere sînt arătate în figura 4.19. În cazul ghidului prevăzut cu palete (proeminențe) interioare, dispuse periodic (fig. 4.19, a) [35], fasciculul electronic este de formă cilindrică și traversează ghidul prin orificiile circulare practicate în palete. Armonica spațială $n = -1$ este suficient de pronunțată și TUIO respectiv poate funcționa normal pînă la lungimi de undă $\lambda \simeq 3$ mm, cu puteri de ordinul a cîțiva mW. Fasciculul electronic interacționează cu cîmpul de r.f. numai în spațiile dintre palete; prin alegerea adecvată a dimensiunilor paletelor, cuplajul între cavitățile rezonante vecine poate fi reglat în vederea obținerii de valori maxime ale armonicii $n = -1$.

Construcția din figura 4.19, b [34] este de tipul „spirală în canal elicoidal", avînd ca particularitate faptul că fasciculul electronic este de tipul „cilindru gol". Întrucît distanța dintre fascicul și conductorii spiralei este foarte mică, eficiența de interacțiune este foarte ridicată. Cilindrul metalic în care se practică canalul elicoidal este

gol în interior; spirala este izolată de cilidru prin benzi (sau bare) ceramice, iar extragerea puterii se realizează cu ajutorul unui conductor conectat cu spirala care trece prin interiorul cilindrului, fiind izolat de acesta. Cu astfel de construcții au fost realizate TUIO care funcționează într-o bandă foarte largă, $\lambda = 2{,}5 - 11{,}5$ cm, puterea de ieșire variind în limitele (5 — 50) mW; tensiunea U_0 variază în limite largi, $U_0 = 40\text{V} - 3\text{kV}$.

O anumită răspîndire au și sistemele de întîrziere constituite din spirale bifilare în care se poate realiza o bună interacțiune între fascicul și armonica spațială $n = -1$; de asemenea, datorită faptului că între cele două spirale există o diferență de potențial continuu, se realizează și o focalizare electrostatică a fasciculului; frecvența de oscilație variază între 0,5 și 1,5 GHz.

Un avantaj esențial al TUIO ca generator de oscilații coerente este faptul că prin utilizarea unor sisteme de întîrziere de construcție adecvată poate funcționa la lungimi de undă foarte mici, coborînd pînă la 0,2 mm. În raport cu clistronul reflex, TUIO are factorul de zgomot de valoare mai ridicată și necesită tensiuni de alimentare mai mari. În tabelul IV.2 sînt dați principalii parametri pentru cîteva exemplare tipice de TUIO.

Tabelul IV.1

Nr.	Tipul de TUIO și λ centrală	Banda de acord (GHz)	Puterea de ieșire (mW)	Curent de fascicul (mA)	Tensiunea accelerare (kV)	Randament $\eta_{\%}$	Cîmp magn. de focalizare (T)	Sistem de întîrziere
1	TUIO cu $\lambda = 10$ cm	2,4—4,8	50—500	50	0,17—1,4	1—2	0,06	inter-digital
2	TUIO cu $\lambda = 3$ cm	7,6—12,4	25	20	2	1,5	0,1	spirală în canal elicoidal
3	TUIO cu $\lambda = 2$ mm	130—150	5	45	3,3—4,6	—	0,4	inter-digital
4	TUIO cu $\lambda = 0{,}5$ mm	485—685	1,5	50	2—4	—	1,2	„

Capitolul V

MAGNETRONUL CU CAVITĂȚI MULTIPLE

V.1. Construcție și principii generale de funcționare

V.1.1. Mișcarea electronilor în cîmpuri statice E și B ortogonale

Magnetronul este un tub electronic pentru microunde, de tip *M*; funcționarea sa se bazează pe mișcarea electronilor în cîmpuri statice, *E* și *B*, ortogonale. Cea mai largă răspîndire a căpătat-o magnetronul cilindric cu cavități rezonante practicate în blocul anodic, care funcționează ca oscilator ; el se distinge prin puteri mari de ieșire și randament ridicat. Banda de frecvențe este relativ îngustă, deoarece sistemul oscilant are proprietăți rezonante foarte pronunțate. Construcția magnetronului cu cavități multiple, precum și discuția calitativă a proceselor de funcționare în regim de oscilație (cu undă progresivă) sînt date în paragraful următor ; aici ne oprim asupra regimului static, studiind mișcarea electronilor în magnetronul plan și în cel cilindric ; se deduc principalele mărimi ce caracterizează acest regim.

Magnetronul plan. Pentru deducerea ecuației de mișcare a electronilor presupunem schema simplificată a unui magnetron plan (fig. 5. 1, a) ; neglijînd efectele relativiste, forța lorentziană care acționează asupra electronului este

$$\vec{F} = m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = -q\,[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})], \tag{5.1}$$

unde q și m reprezintă sarcina, respectiv masa electronului ; $\vec{E}$, $\vec{v}$ și $\vec{B}$ sînt vectorii cîmp electric, respectiv, viteză și cîmp (inducție) magnetică. Ținînd cont că produsul vectorial $\vec{v} \times \vec{B}$ se poate pune sub forma

$$(\vec{v} \times \vec{B}) = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}, \tag{5.2}$$

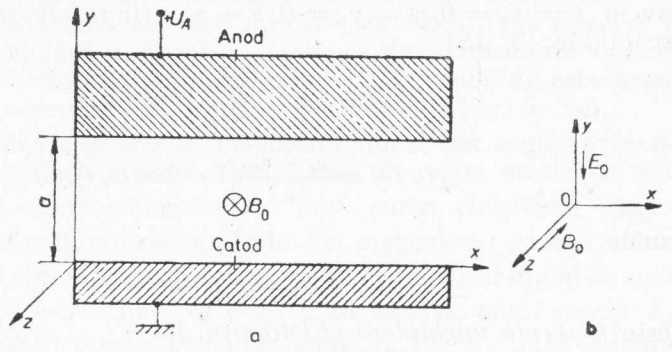


Figura 5.1. Magnetronul plan :
a — principiul constructiv ; b — sensurile cîmpurilor E_0 și B_0.

într-un sistem de coordonate carteziene expresia (5.1) devine

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} &= -\frac{q}{m}\left(E_x + B_z\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t} - B_y\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t}\right), \\ \frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} &= -\frac{q}{m}\left(E_y + B_x\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} - B_z\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right), \\ \frac{\mathrm{d}^2z}{\mathrm{d}t^2} &= -\frac{q}{m}\left(E_z + B_y\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} - B_x\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}\right). \end{aligned} \tag{5.3}$$

Rezolvarea sistemului (5.3) se efectuează în condiții simplificatoare ce corespund cazurilor practice : $E_x = E_z = 0$ $E_y = -E_0 = U_A/d$; $B_x = B_y = 0$, $B_z = -B_0$ (fig. 5.1, *b*) ; se presupune că viteza inițială a electronilor care intră în spațiul de interacțiune poate avea componentă numai după direcția x ; astfel $v_{0y} = v_{0z} = 0$. În acest caz, sistemul (5.3) se simplifică

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} &= \frac{q}{m}B_0\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}t}, \\ \frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} &= \frac{q}{m}E_0 - \frac{q}{m}B_0\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}, \\ \frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}t^2} &= 0. \end{aligned} \tag{5.4}$$

Este știut că forța ce acționează asupra electronului, datorită inducției magnetice, este îndreptată tot timpul perpendicular pe planul format de vectorii $\vec{v}$ și $\vec{B}_0$; prin urmare, traiectoria electronului va avea componente numai în planul xy ($v_z = 0$). Presupunînd că la $t = 0$

avem $x = x_0 = 0, y = y_0 = 0, z = z_0$, prin rezolvarea sistemului (5.4) se obţine [3, 15]

$$x = v_c t - \frac{v_c - v_{0x}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \tag{5.5}$$

$$y = \frac{v_c - v_{0x}}{\omega_c} (1 - \cos \omega_c t),$$

unde

$$\omega_c = q\, B_0/m \tag{5.6}$$

este *frecvenţa unghiulară ciclotronică*, iar

$$v_c = E_0/B_0 \tag{5.7}$$

are dimensiunile unei viteze.

Sistemul (5.5) reprezintă ecuaţiile parametrice ale trohoidei: electronul se mişcă în planul $z = z_0$ după curbe trohoidale a căror formă depinde de viteza iniţială, v_{0x}[2,5]. Dacă se ia $v_{0x} = 0$, trohoida ia forma particulară de cicloidă (fig. 5.2,a): traiectoria electronului este descrisă de mişcarea unui punct de pe circumferinţa unui cerc de rază

$$R_c = v_c/\omega_c = mE_0/q\, B_0^2, \tag{5.8}$$

care se rostogoleşte fără alunecarea pe direcţia x cu viteză unghiulară ω_c. Rezultă că viteza de deplasare a centrului cercului pe direcţia

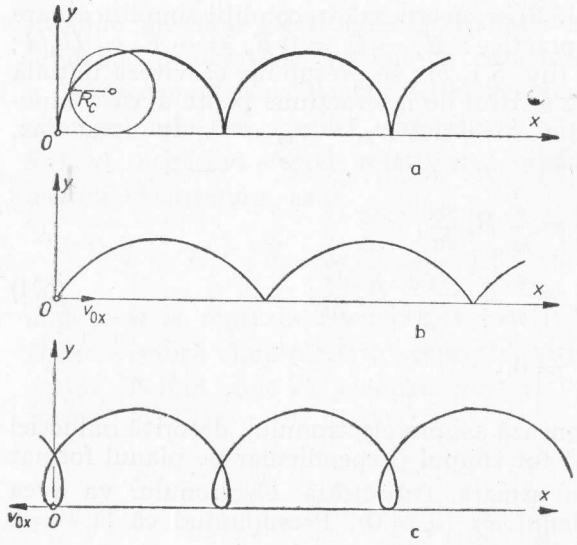


Figura 5.2. Traiectoriile electronilor în magnetronul plan:
a — cicloidă; b — trohoidă alungită; c — trohoidă comprimată

x este v_c; acesta este viteza medie a electronului după direcţia x; în acelaşi timp electronul suferă o mişcare periodică după direcţia y, cu frecvenţa unghiulară ω_c. Dacă v_{0x} este pozitivă, traiectoria electronului reprezintă o trohoidă alungită (fig. 5.2,b); dacă v_{0x} este negativă traiectoria reprezintă o trohoidă comprimată (fig. 5. 2,c).

În cadrul studiului general al magnetronului se pot neglija vitezele iniţiale ale electronilor emişi de catod; astfel, în regim static (în absenţa oscilaţiilor) electronii se mişcă după curbe cicloidale. Fixăm tensiunea U_A şi dăm diferite valori inducţiei magnetice: pentru inducţii de valori mici toţi electronii care pornesc de la catod ajung la anod (conform (5.8) $R_c \to \infty$ cînd $B_0 \to 0$), dînd naştere unui curent I_A, de valoare ridicată; crescînd treptat valoarea lui B_0, raza cercului care generează cicloida scade treptat şi, pentru o inducţie critică, $B_0 = B_{cr}$, se ajunge la $2R_c = d$; în acest caz traiectoriile electronilor sînt curbate puternic şi ele ating anodul numai în vîrful cicloidei. Dacă se ia $B_0 > B_{cr}$, avem $2R_c < d$, electronii nu mai ajung pe anod şi se deplasează în lungul axei x, efectuînd în acelaşi timp oscilaţii ciclotronice după direcţia y; în acest caz, curentul I_A scade rapid la zero (fig. 5.3, a). Valoarea inducţiei critice, pentru o tensiune anodică dată, rezultă din (5.8), punînd $B_0 = B_{cr}$, $2R_c = d$, $E_0 = U_A/\mathrm{d}$; se obţine

$$B_{cr} = (2mU_A/q)^{1/2}/d. \tag{5.9}$$

Invers, dacă se presupune fixată inducţia magnetică, va exista o tensiune critică, U_{Acr}, astfel încît pentru valori $U_A < U_{Acr}$ curentul

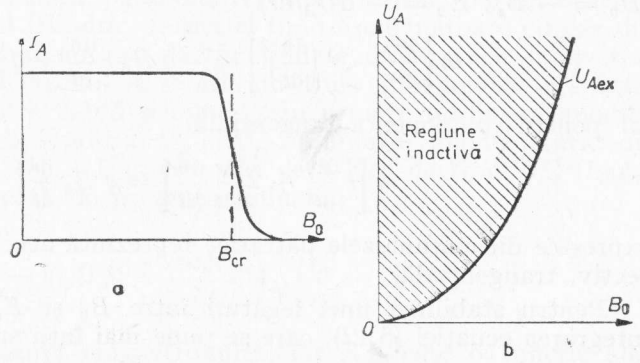


Figura 5.3. Funcţionarea magnetronului plan:
a — caracteristica $I_A(B_0)$; b — parabola regimului critic (Hull).

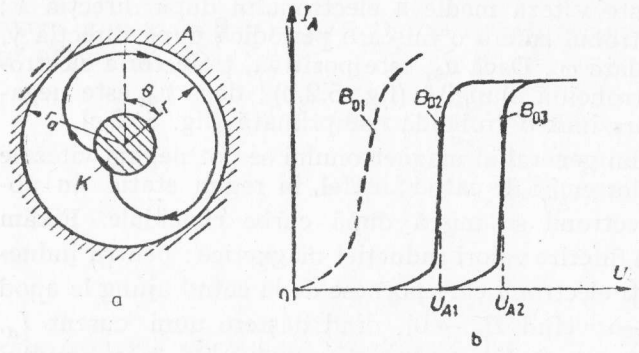


Figura 5.4. Magnetronul cilindric:
a — reprezentare schematică; b — caracteristica volt-amperică în prezența inducției B_0.

anodic static devine zero; valoarea critică a tensiunii U_A, conform (5.9) are expresia

$$U_{Acr} = \frac{qa^2}{2m} B_0^2. \tag{5.10}$$

Ultima relație reprezintă parabola regimului critic (parabola Hull) (fig. 5.3,b); porțiunea haşurată deasupra parabolei critice corespunde domeniului inactiv al magnetronului.

Magnetronul cilindric. Magnetroanele care funcționează ca oscilator au o construcție cilindrică, reprezentată schematic în figura 5.4,a. Pentru a găsi forma traiectoriei electronilor și valorile critice B_{cr}, U_{Acr} se scriu ecuațiile de mișcare ale electronului în coordonate cilindrice (r, θ). Aceste ecuații au forma [1,5,6]: pentru componenta radială ($B_0 = -B_z$; $E_0 = -\mathrm{d}U_A/\mathrm{d}r$)

$$m\left[\frac{\mathrm{d}^2r}{\mathrm{d}t^2} - r\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2\right] = -q\,B_0\,r\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} + q\frac{\mathrm{d}U_A}{\mathrm{d}r}, \tag{5.11}$$

iar pentru componenta tangențială

$$m\left[r\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t^2} + 2\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right] = q\,B_0\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}; \tag{5.12}$$

expresiile din parantezele pătratice reprezintă accelerația radială, respectiv, trangențială.

Pentru stabilirea unei legături între B_0 și E_r se procedează la integrarea ecuației (5.12), care se pune mai întîi sub forma compactă

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right) = \frac{qB_0}{2m}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2). \tag{5.13}$$

Efectuăm integrarea în limitele $r = r_c$ și $r = r_a$

$$\left(r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)_{r=r_a} - \left(r^2\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)_{r=r_c} = \frac{qB_0}{2m}(r_a^2 - r_c^2), \tag{5.14}$$

ținînd cont că viteza tangențială a electronului, $v_\theta = r\,\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t$, satisface condițiile

$$(v_\theta)_{r=r_c} = 0,\ (v_\theta)_{r=r_a} = (2qU_A/m)^{1/2} \tag{5.15}$$

(în punctul maxim al traiectoriei viteza radială este zero, prin urmare viteza tangențială reprezintă viteza totală a electronului). Introducînd condițiile (5.15) în (5.14) se obține valoarea critică a inducției magnetice pentru o tensiune U_A dată,

$$B_{cr} = \frac{(8m/q)^{1/2}\,U_A^{1/2}}{r_a(1 - r_c^2/r_a^2)}. \tag{5.16}$$

Dacă $B_0 = B_{cr}$, punctul maxim al traiectoriei atinge anodul, deci electronii sînt încă captați de anod; dacă $B_0 < B_{cr}$ toți electronii sînt captați de anod; dacă $B_0 > B_{cr}$, avem $r < r_a$, electronii nu sînt captați de anod și efectuează mișcări ciclice între catod și anod, traiectoriile avînd formă de *cardioidă* (fig. 5.4,a), care se aseamănă cu cicloidele din magnetronul plan.

Invers, considerînd fixată inducția magnetică B_0, din (5.16) rezultă o valoare critică a tensiunii anodice,

$$U_{Acr} = (q/8m)\,r_a^2\,(1 - r_c^2/r_a^2)^2\,B_0^2; \tag{5.17}$$

ultima relație reprezintă parabola regimului critic (parabola Hull) pentru magnetronul cilindric, forma ei fiind asemănătoare cu cea din figura 5.3,b. Regimul normal de funcționare dinamică a magnetronului necesită ca electronul să se afle un timp îndelungat în spațiul de interacțiune dintre catod și anod, prin urmare tensiunea anodică trebuie să satisfacă condiția $U_A < U_{Acr}$. Curentul anodic static din magnetron, pentru $U_A > U_{Acr}$ este dat de o lege de tipul 3/2 (Langmuir-Child) modificată de prezența inducției [1],

$$I_A = g_M U_A^{3/2} = \frac{\varepsilon_0 r_c^2 q^2}{m^2}\,A_M\left(\frac{r_a}{r_c} - 1\right)B_0^3, \tag{5.18}$$

unde g_M este perveanța magnetronului, iar A_M este o funcție slab dependentă de raportul r_a/r_c; caracteristicile statice, pentru trei valori ale lui B_0, sînt arătate în figura 5.4,b.

V.1.2. Construcția și funcționarea magnetronului cu cavități multiple

Construcția unui magnetron cu 8 cavități rezonante este arătată în figura 5.5 și constă din : un catod cilindric, K, care, de regulă, este activat ; anodul A, format dintr-un cilindru masiv de cupru, în care sînt practicate un număr par de cavități rezonante (în cazul figurii avînd formă cilindrică) care comunică cu *spațiul de interacțiune* dintre catod și anod, prin fante de secțiune dreptunghiulară, bucla b, de extragere a energiei de r.f. Tensiunea anodică U_A dă naștere unui cîmp electric static, E_0, radial, iar inducția magnetică, B_0, este paralelă cu catodul ; astfel vactorii $\vec{E}_0$ și $\vec{B}_0$ sînt tot timpul ortogonali ; pentru crearea inducției se utilizează fie bobine, fie magneți permanenți.

Numărul cavităților rezonante poate varia între limitele $N = 8 - 150$; fiind dat că în regim normal de funcționare cavitățile sînt cuplate între ele (prin intermediul spațiului de interacțiune, iar în multe cazuri și cu ajutorul unor bucle speciale de cuplaj) pentru extragerea energiei este suficient ca admitanța de sarcină să fie cuplată doar la una dintre cavități. Există trei regimuri de funcționare a magnetronului ca oscilator ; (1) cu rezistență negativă (oscilații de tip dinatron), (2) cu oscilații ciclotronice și (3) cu undă progresivă. Cea mai largă răspîndire a căpătat-o regimul cu undă progresivă propus de Posthumous (1935). În cadrul acestui regim se consideră că blocul anodic, în care sînt practicate cavități rezonante de diferite forme, constituie o structură de întîrziere ; astfel, în lungul blocului anodic, la suprafața

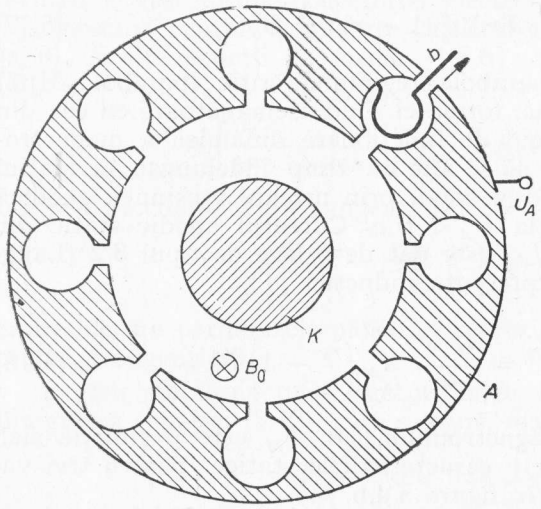


Figura 5.5. Magnetronul cu cavități multiple.

sa interioară și pe o anumită adîncime în spațiul de interacțiune, se pot propaga unde progresive avînd viteza de fază mai mică decît viteza luminii. Așa cum este arătat mai jos, există mai multe moduri (tipuri) de oscilații cu undă progresivă ; cele mai bune performanțe se obțin în cazul *oscilațiilor de tip* π ; denumirea derivă din faptul că faza cîmpului de r.f. în două cavități vecine diferă cu π radiani.

În continuare se prezintă pe scurt un tablou calitativ al funcționării magnetronului în cazul tipului π de oscilații. Procesele principale care au loc în magnetronul ce funcționează ca oscilator de microunde (fenomenele de sortare și grupare a electronilor sub influența cîmpului de r.f. și de transfer a energiei de la electroni spre cîmpul de r.f.) sînt concentrate în spațiul de interacțiune, care ocupă volumul dintre catod și anod (de regulă, $r_c \gtrsim r_a/2$). Spre deosebire de alte tuburi de microunde, spațiul de interacțiune nu poate fi separat în regiuni în care un anume proces să fie predominant ; această particularitate este urmarea faptului că sistemul de întîrziere constituie o buclă închisă, iar electronii emiși de catod nu formează un fascicul focalizat.

Distribuția tipică a cîmpului electric de r.f. la interfața dintre blocul anodic și spațiul de interacțiune, pentru tipul π de oscilații este arătată în figura 5.6,a (s-a considerat un magnetron desfășurat). Cîmpul electric de r.f. are intensitatea maximă în regiunea fantei unde sînt concentrate proprietățile capacitive ale cavității rezonante; totodată acest cîmp pătrunde în spațiul de interacțiune pe o anumită adîncime, unde interacționează cu electronii emiși de catod. Așa cum rezultă din figura 5.6,a, cîmpul de r.f. conține ambele componente,

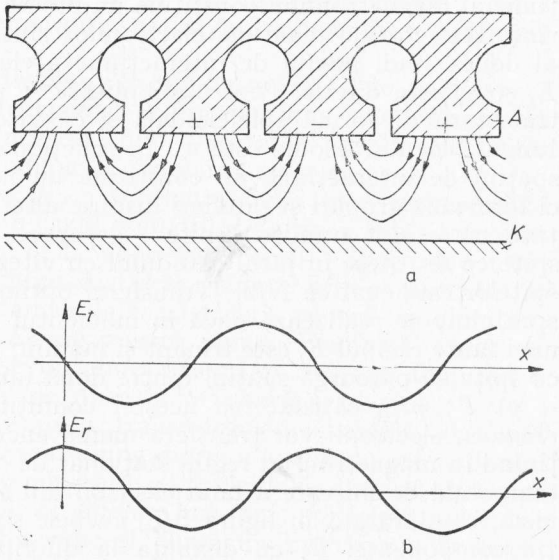


Figura 5.6. Distribuția cîmpului electric pentru tipul π de oscilații :
a — forma liniilor de cîmp electric în spațiul de interacțiune ; b — variația componentelor E_t și E_r.

tangențială, E_t, și radială, E_r, a căror variație în lungul blocului anodic (pentru o distanță relativ mică față de anod), este arătată în figura 5.6,b. În discuția proceselor de interacțiune a electronilor cu cîmpul de r.f. se neglijează componenta magnetică de r.f., deoarece influența ei este mult mai mică decît a componentei electrice de r.f. (viteza electronilor este mult mai mică decît viteza luminii); cîmpul magnetic de r.f. are intensitatea maximă în interiorul cavității, unde sînt concentrate proprietățile inductive. Particularitatea deosebită a cîmpului de r.f. în cazul oscilațiilor de tip π este faptul că el reprezintă o *undă staționară*, în sensul că distribuția considerată (fig. 5.6,a) rămîne fixă în spațiu: referindu-ne la componenta tangențială, nodurile sînt localizate totdeauna la mijlocul segmentelor anodice, iar ventrele la mijlocul fantelor; desigur, pentru ușurința studiului se poate considera că unda staționară reprezintă suma a două unde progresive, care se propagă în sensuri opuse.

Distribuția cîmpului de r.f. (fig. 5.6, a de exemplu) variază în timp, avînd perioada T egală cu perioada oscilațiilor de r.f.; prin urmare, componentele E_t și E_r au o variație periodică în timp. Trebuie subliniat că în procesul de interacțiune a electronilor cu cîmpul de r.f. componentele E_t și E_r joacă roluri diferite: componenta E_t realizează schimbul energetic dintre electroni și cîmp și produce în același timp un fenomen de „sortare" a electronilor emiși de catod; componenta E_r efectuează „focalizarea de fază", prin aceasta asigurîndu-se condițiile optime de transfer a energiei electron-cîmp.

Interacțiunea electronilor cu cîmpul de r.f. din spațiul de interacțiune al magnetronului constituie un proces foarte complex: în primul rînd, traiectoriile reale ale electronilor sînt extrem de complicate, în al doilea rînd, modul de interacțiune a electronilor cu componentele E_t și E_r este diferit. Pentru simplitate se presupune că electronii au traiectorii de formă epicicloidală și că viteza medie de deplasare în lungul blocului anodic este v_e. În funcționarea normală electronii din spațiul de interacțiune nu constituie un nor de densitate constantă, ci formează grupări și rarefieri dispuse alternativ; porțiunile de densitate mare sînt numite „spițe", deoarece grupările au forma unor spițe ce se rotesc în jurul catodului cu viteza tangențială v_e (numărul spițelor este egal cu $N/2$). Transferul optim de energie de la electroni spre cîmp se realizează dacă în momentul trecerii spiței prin dreptul unei fante cîmpul E_t este frînant și maxim; pentru aceasta este necesar ca spița să parcurgă spațiul dintre două fante în timpul $\Delta t = (1/2 + p)\,T$; prin satisfacerea acestei condiții, numită *condiție de sincronism*, electronii vor transfera mereu energie cîmpului de r.f., menținînd în magnetron un regim staționar de oscilație. Diagrama spațio-temporală de mișcare a unui electron din spiță, în condiții de sincronism, este arătată în figura 5.7; curbele sinusoidale reprezintă variația componentei E_t cu distanța la diferite intervale de timp (s-a

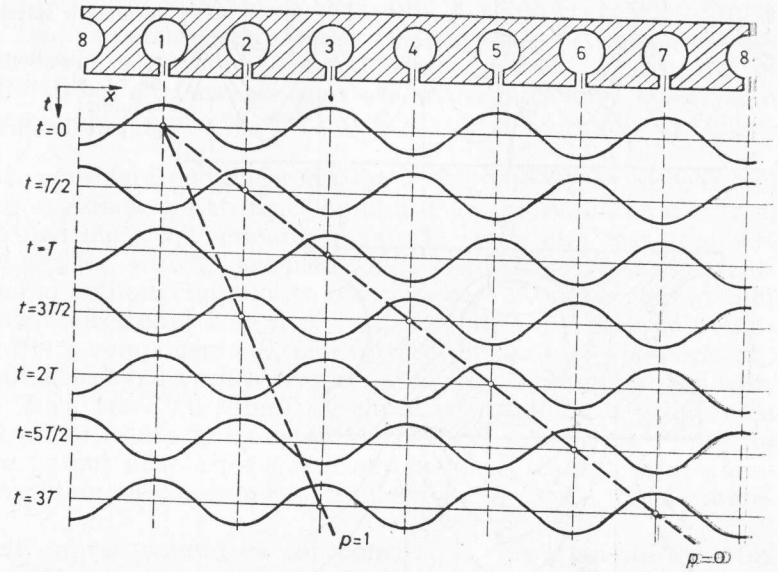


Figura 5.7. Ilustrarea condiției de sincronism.

luat $N = 8$); linia punctată, marcată prin $p = 0$, corespunde electronilor, care, pentru a satisface condiția de sincronism, parcurg spațiul dintre două fante în timpul $\Delta t = T/2$; linia marcată prin $p = 1$ corespunde electronilor care pargurg spațiul dintre două fante în timpul $\Delta t = 3T/2$.

Formarea spițelor electronice. Presupunem că este satisfăcută condiția de sincronism și în spațiul de interacțiune este prezent un cîmp de r.f. Sub acțiunea acestui cîmp densitatea norului electronic se modifică treptat, ajungîndu-se la formarea spițelor.

a) *Influența componentei* E_t. În figura 5.8,a este reprezentată distribuția cîmpului de r.f. în cazul oscilațiilor de tip π (nu s-a figurat cîmpul static, care are sensul de la anod spre catod). Spațiul de interacțiune este împărțit în regiuni distincte, notate prin a și b; într-o regiune dată, componenta tangențială păstrează sensul neschimbat, iar în două regiuni vecine E_t are sensuri opuse. Electronii emiși de catod în regiunea a întîlnesc un cîmp frînant și cedează cîmpului o parte din energia lor, fapt ce duce la o ușoară scădere a vitezei; deși se mișcă în continuare pe o traiectorie epicicloidală, datorită scăderii vitezei, electronii nu mai ajung din nou la catod; sub acțiunea cîmpului E_0 încep o nouă traiectorie epicicloidală, intrînd din nou într-un cîmp frînant (condiția de sincronism) etc.; epicicloida se apropie tot mai mult de blocul anodic și, după un număr relativ mare de interacțiuni, electronul cade pe anod. Electronii emiși de catod

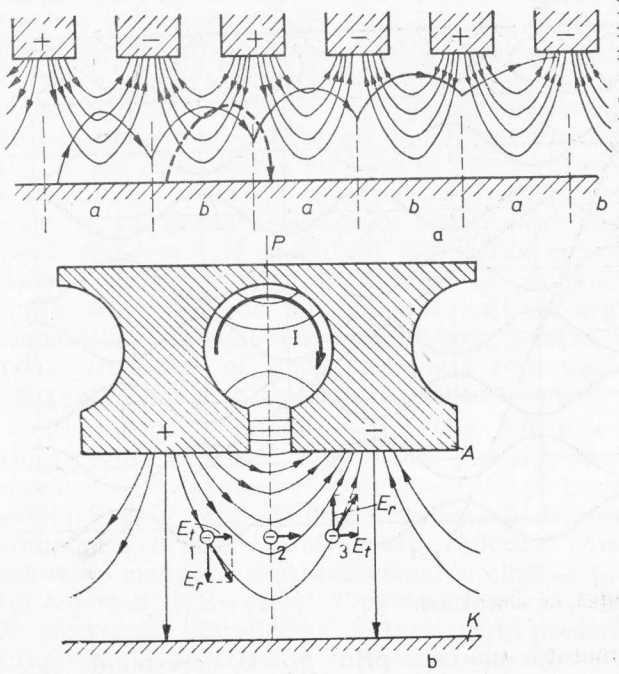


Figura 5.8. Principiul de formare a spițelor electronice: a — distribuția cîmpului de r.f. și traiectoriile electronilor; b — procesul de grupare (focalizare de fază).

în regiunea *b* întîlnesc un cîmp accelerator și absorb energie de la cîmp, mărindu-și viteza; drept urmare, traiectoria se curbează mai mult și electronii vor ieși rapid din spațiul de interacțiune căzînd pe catod. Are loc un fenomen de sortare: electronii cu fază favorabilă (utili), care cedează energie cîmpului, rămîn un timp îndelungat în spațiul de interacțiune iar electronii cu fază nefavorabilă (dăunători), care absorb energia de la cîmp, sînt scoși rapid din spațiul de interacțiune; are loc un transfer net de energie de la electroni spre cîmp. Totodată trebuie observat că norul electronic prezintă un început de îngrămădiri (corespunzătoare regiunilor *a*) și rarefieri (corespunzătoare regiunilor *b*); datorită componentei radiale îngrămădirile se accentuează, formînd spițele.

b) *Influența componentei* E_r. Ne referim la figura 3.8,b, unde este reprezentată distribuția cîmpului de r.f. în momentul cînd are valoare maximă și considerăm trei electroni egali distanți care efectuează o mișcare de translație cu viteza v_e, aflîndu-se în dreptul fantei unde cîmpul este frînant: electronul 2 se află în planul P, care trece prin mijlocul cavității; electronul 1 este în stînga planului mediu considerat, iar electronul 3 este în dreapta sa. În stînga planului P componenta radială, E_r, are sensul lui E_0; prin urmare, electronul 1 va suferi o creștere a vitezei v_e; în drepta planului P componenta E_r are sensul opus față de E_0, deci electronul 3 va suferi o micșorare a vitezei v_e. Dacă structura cîmpului ar fi invariantă în timp, toți electronii ar fi accelerați în regiunea din stînga planului P și frînați în regiunea din dreapta cu aceeași cantitate, astfel încît după traversarea fantei vitezele electronilor și distanțele dintre ei ar rămîne neschimbate.

Luăm în considerare variația în timp a cîmpului de r.f. Electronul 3 a parcurs regiunea din strînga planului P în intervalul cînd cîmpul de r.f. era mai mic decît valoarea maximă; astfel el a fost accelerat de către o componentă E_r mai mică decît cea care îl frînează; rezultatul global al acțiunii cîmpului va fi o micșorare a vitezei electronului 3. Din contră, electronul 1 va fi frînat în regiunea din dreapta planului P de către o componentă E_r mai mică decît cea care l-a accelerat; astfel rezultatul global va fi o creștere a vitezei electronului; evident, electronul 2 va trece cu viteză neschimbată. Are loc o grupare în jurul electronilor de tip 2, ajungîndu-se la formarea spițelor; procesul de grupare (numit adesea focalizare de fază) este realizat prin schimbarea vitezei unor electroni în raport cu viteza de fază a undei progresive.

Din cele expuse rezultă că componenta E_r joacă un rol deosebit în menținerea unei densități ridicate în cadrul spițelor electronice, micșorînd tendința de defocalizare datorită forțelor de respingere electrostatică; cu cît densitatea spițelor electronice este mai mare, cu atît puterea de ieșire și randamentul au valori mai ridicate. Forma aproximativă a spițelor electronice este arătată în figura 5.9; determinarea traiectoriilor electronilor în cadrul spițelor constituie o problemă foarte laborioasă, care poate fi rezolvată numai cu ajutorul calculatoarelor electronice.

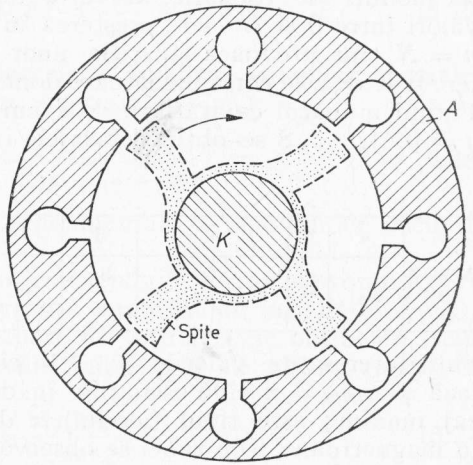


Figura 5.9. Forma aproximativă a spițelor electronice.

V.2. Moduri și frecvențe de oscilație în magnetronul cu cavități multiple

V.2.1. Moduri (tipuri) de oscilație

Blocul anodic format din N cavități rezonante cuplate între ele poate fi considerat că alcătuiește o structură de întîrziere a undelor electromagnetice (este evident că blocul anodic desfășurat constituie o variantă a sistemelor de întîrziere de tipul interdigital); particularitatea acestei structuri de întîrziere este faptul că formează o buclă închisă. Pentru început, în scopul simplificării expunerii, se presupune că toate cavitățile rezonante sînt identice și pot suporta un mod de oscilație fundamental, cuprins în banda de frecvențe cerute (cavitatea poate fi privită ca o line scurtcircuitată la un capăt, care poate oscila pe frecvența fundamentală cînd în lungul liniei avem $\lambda/4$, cît și pe armonici, cînd în lungul liniei se dispun $3\lambda/4$, $5\lambda/4$ etc).

Totdeauna într-un sistem oscilant distribuit, care formează o buclă închisă, în lungul buclei se dispune un număr întreg de lungimi de undă, deci

$$2\pi r_a = n\lambda_{si} \quad (n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots); \tag{5.19}$$

un astfel de sistem manifestă proprietăți de rezonanță. Ultima condiție poate fi exprimată în funcție de defazajul $\varphi_{(n)}$ a oscilațiilor în cavități rezonante vecine; defazajul total în lungul blocului anodic este un număr întreg de 2π; prin urmare,

$$\varphi_{(n)} = 2\pi n/N. \tag{5.20}$$

În general, într-un magnetron cu N cavități rezonante sînt posibile N moduri de oscilație, a căror fază rezultă din (5.20) dînd lui n valori între 0 și $N-1$; creșterea în continuare a lui n, începînd cu $n = N$, nu provoacă apariția unor moduri de oscilație care să difere fizic de cele corespunzătoare domeniului $n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ N-1$. Fixînd numărul cavităților, de exemplu, $N = 8$, și dînd lui n valori $n = 0,\ 1,\ \ldots,\ 8$ se obțin defazajele indicate în tabelul V.1.

Tabelul V.1

$N = 8$	n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
	$\varphi_{(n)}$	0	$\pi/4$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	π	$5\pi/4$ $(-3\pi/4)$	$3\pi/2$ $(-\pi/2)$	$7\pi/4$ $(-\pi/4)$	2π 0

Sînt interesante valorile $\varphi_{(0)} = 0$ cînd toate cavitățile oscilează în fază și $\varphi_{(N/2)} = \pi$ cînd oscilațiile în două cavități vecine au un defazaj maxim; este tipul (modul) π de oscilații, utilizat cu precădere în magnetroane. Din tabel se observă că oscilațiile caracterizate prin

valorile ($n = 1$, $n = 7$), ($n = 2$, $n = 6$) și ($n = 3$, $n = 5$) sînt *dublu degenerate*, deoarece au aceeași valoare (absolută) a defazajului. Rezultă că în magnetronul cu N cavități pot exista $N/2 + 1$ moduri diferite de oscilații. În practică se evită funcționarea pe moduri degenerate, deoarece frecvența de oscilație poate varia în funcție de sensul defazajului, ca urmare a unor neuniformități ale blocului anodic.

Trebuie subliniat că pentru toate modurile de oscilație, exceptînd $\varphi_{(N/2)} = \pi$, distribuțiile cîmpului de r.f. formează unde progresive: pentru $\varphi_{(n)} > 0$ aceste unde se propagă în sensul acelor de ceasornic, pentru $\varphi_{(n)} < 0$ în sens invers. În cazul tipului π de oscilație, cîmpul de r.f. formează o undă staționară, care poate fi privită ca rezultatul suprapunerii a două unde progresive, care se propagă în sens opus (spița electronică interacționează cu unda directă).

Pentru un anume tip de oscilații, caracterizat de o anumită valoare a lui n, afară de frecvența fundamentală poate exista și un număr de armonici spațiale. Considerînd întîi unda fundamentală, viteza de fază poate fi determinată ca raportul $v_{pn} = l_0/\Delta t$, unde Δt este timpul necesar undei pentru a parcurge distanța dintre două cavități, notată prin $l_0 = 2\pi r_a/N$; folosind relația cunoscută, $\varphi_{(n)} = \omega_n \Delta t$ (ω_n este frecvența unghiulară a modului n), se poate scrie

$$v_{pn} = \frac{2\pi r_a}{N}\,\frac{\omega_n}{\varphi_{(n)}} = \frac{\omega_n r_a}{n}. \tag{5.21}$$

Dacă se presupune existența armonicelor spațiale, atunci un observator mobil avînd viteza constantă va întîlni aceeași fază în două cavități vecine dacă străbate distanța l_0 în timpul

$$(\Delta t)_p = \Delta t + pT = \frac{2\pi n}{\omega_n N} + pT, \tag{5.22}$$

unde $p = 0,\ \pm 1,\ \pm 2,\ \ldots$ reprezintă numărul armonicii spațiale; în acest caz viteza de fază are expresia

$$(v_{pn})_p = \frac{l_0}{(\Delta t)_p} = \frac{\omega_n r_a}{n + pN} \tag{5.23}$$

(punînd $p = 0$ se obține unda fundamentală a modului de oscilație considerat).

Pentru alegerea parametrilor constructivi ai magnetronului și a mărimilor U_A și B_0, are importanță raportul de întîrziere, $c/(v_{pn})_p$. Se constată că cel mai mare raport de întîrziere se obține în cazul tipului π de oscilații; într-adevăr ținînd cont de ultima relație, se poate scrie

$$\frac{c}{(v_{pn})_p} = \frac{\lambda(n + pN)}{2\pi r_a}. \tag{5.24}$$

Fixînd valorile r_a, λ și p și dînd lui n valori succesive, raportul considerat are valoarea maximă pentru $n = N/2$; trebuie observat, de asemenea, că în cazul tipului π de oscilații, viteza de fază este maximă pentru $p = 0, -1$; într-adevăr

$$(v_{p\pi})_p = \frac{2\omega_\pi}{N(2p+1)} \tag{5.25}$$

are valoarea maximă (absolută) pentru $p = 0$ și -1.

V.2.2. Frecvențe de oscilație ale blocului anodic

Frecvențele diferitelor moduri de oscilație depind de frecvențele de rezonanță proprii ale cavităților, de tipul și valoarea cuplajului dintre ele. În general, între cavități există un cuplaj natural (în absența buclelor de cuplaj special prevăzute), atît capacitiv cît și inductiv: cuplajul capacitiv se realizează prin intermediul capacităților dintre segmenții anodici și catod; cuplajul inductiv se realizează prin intermediul cîmpurilor magnetice de r.f., care se influențează reciproc la capetele cavităților. Predominanța unui tip de cuplaj depinde de dimensiunile geometrice ale magnetronului și de modul de oscilație; dacă dimensiunea axială (după z) este relativ mare, iar $r_c/r_a \simeq 1/2$, predomină cuplajul capacitiv; dacă $r_c/r_a < 1/2$, iar dimensiunea axială este relativ mică, predomină cuplajul inductiv.

Presupunem că blocul anodic este format din N cavități indentice, care sînt cuplate prin intermediul capacităților C_k dintre segmenții anodici și catod. Circuitul echivalent al unei porțiuni a blocului este reprezentat în figura 5.10. Frecvențele de rezonanță pot fi determinate din condiția ca suma admitanțelor la bornele ab ale unui plan ce separă cavitatea de spațiul de interacțiune să fie zero. Curenții din cavitățile vecine sînt defazați cu $\varphi_{(n)}$; astfel, luînd faza lui $\underline{I}_q$ drept referință, se poate scrie

$$\underline{I}_{q-1} = \underline{I}_q\, e^{-j\varphi(n)},\quad \underline{I}_{q+1} = \underline{I}_q\, e^{j\varphi(n)}, \tag{5.26}$$

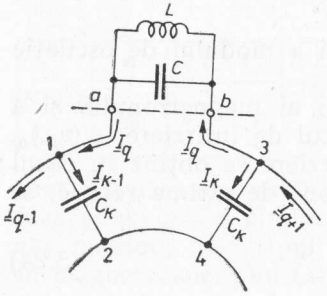


Figura 5.10. Circuitul echivalent al unei secțiuni din blocul anodic.

iar curenții ce traversează capacitățile de cuplaj, C_k, sînt

$$\underline{I}_k = \underline{I}_{q+1} - \underline{I}_q,\ \underline{I}_{k-1} = \underline{I}_q - \underline{I}_{q-1}; \tag{5.27}$$

ținînd cont de notațiile din figură avem

$$\underline{U}_{12} = \underline{I}_{k-1}/j\omega_n C_k,\ \underline{U}_{34} = \underline{I}_k/j\omega_n C_k, \tag{5.28}$$

$$\underline{U}_{ab} = \underline{U}_{21} - \underline{U}_{34} = \underline{I}_q \frac{2 - (e^{j\varphi(n)} + e^{-j\varphi(n)})}{j\omega_n C_k}. \tag{5.29}$$

Admitanța între punctele ab are expresia

$$\underline{Y}_{ab} = \frac{\underline{I}_q}{\underline{U}_{ab}} = \frac{j\omega_n C_k}{2(1-\cos\varphi_{(n)})}; \tag{5.30}$$

admitanța cavității rezonante (presupusă fără pierderi) este

$$\underline{Y}_{cav} = j\omega_n C_0(1 - \omega_0^2/\omega_n^2) \tag{5.31}$$

($\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ este pulsația de rezonanță a cavității). Punînd condiția

$$\underline{Y}_{ab} + \underline{Y}_{cav} = 0, \tag{5.32}$$

se obține

$$\frac{\omega_n}{\omega_0} = \left\{1 + \frac{C_k}{2C_0[1 - \cos(2\pi n/N)]}\right\}^{-1/2}; \tag{5.33}$$

înlocuind pe ω_n și ω_0 prin lungimile de undă corespunzătoare, rezultă

$$\frac{\lambda_n}{\lambda_0} = \left\{1 + \frac{C_k}{2C_0[1 - \cos(2\pi n/N)]}\right\}^{1/2}. \tag{5.34}$$

Dacă se presupune că cavitățile rezonante sînt cuplate inductiv, se obține

$$\frac{\lambda_n}{\lambda_0} = \left[1 - \frac{2M}{L_0}\cos\frac{2\pi n}{N}\right]^{1/2}; \tag{5.35}$$

în ultimele două relații λ_0 reprezintă lungimea de undă de rezonanță proprie a unei cavități, iar M este coeficientul de inducție mutuală dintre două cavități vecine.

Variația lungimii de undă a oscilațiilor în funcție de defazajul φ, $\lambda_n/\lambda_0 = \xi(\varphi)$, constituie caracteristica de dispersie a blocului anodic, care joacă rolul unui sistem de întîrziere nerezonant. În cazul

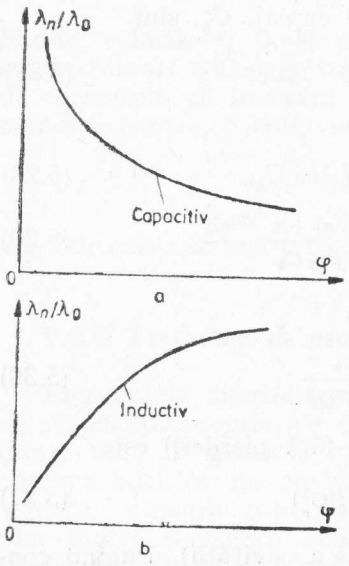


Figura 5.11. Caracteristici de dispersie ale blocului anodic:
a — cuplaj capacitiv; b — cuplaj inductiv.

cuplajului capacitiv (fig. 5.11, a) blocul anodic prezintă o caracteristică de dispersie *normală* ($v_{pn}(\omega_n)$ constituie o funcție monoton descrescătoare); în cazul cuplajului inductiv (fig. 5.11, b) caracteristica de dispersie este *anormală*.

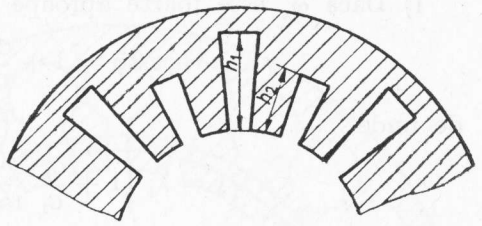
O mărime importantă ce caracterizează funcționarea magnetronului este *„separarea modurilor de oscilație"*, adică intervalul dintre lungimile de undă corespunzătoare la două moduri vecine. Întrucît modul π de oscilație este cel mai utilizat, adesea separarea modurilor se evaluează în raport cu modul π,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_\pi} = \frac{|\lambda_\pi - (\lambda)_{N/2-1}|}{\lambda_\pi}; \qquad (5.36)$$

în scopul evitării unor salturi nedorite între moduri, determinate de variațiile tensiunilor de alimentare sau ale sarcinii, este necesar ca separarea dintre moduri să fie cît mai mare. Din păcate, în cazul blocurilor anodice cu cavități identice, avînd cuplaj „natural", intervalul dintre lungimile de undă a două moduri vecine (în special dintre modul π și cel învecinat, $n = N/2 - 1$) este foarte mic; mai mult, prin creșterea numărului N, acest interval scade. Salturile între moduri perturbă puternic funcționarea magnetronului: au loc variații în salt a frecvenței, sînt diminuate puterea de ieșire și randamentul.

Metode de separare a modurilor. Pentru a asigura un regim stabil de funcționare a magnetronului pe modul π de oscilație se utilizează diferite metode de creștere a intervalului de separare; trei

Figura 5.12. Separarea modurilor de oscilație prin cavități rezonante de dimensiuni diferite.



sînt mai răspîndite: utilizarea de blocuri anodice cu cavități de două dimensiuni dispuse alternativ; bucle de cuplaj între cavitățile cu soț, respectiv între cele fără soț (cavități identice); utilizarea unor cavități coaxiale cu blocul anodic.

a) *Cavități rezonante de dimensiuni diferite.* Un exemplu de bloc anodic avînd cavități de dimensiuni diferite, dispuse alternativ, este arătat în figura 5.12, și este cunoscut sub denumirea de „structură soare-răsare"; cavitățile de dimensiuni mai mari sînt denumite „cavități cu λ mare", iar cele de dimensiuni mai mici, „cavități cu λ mic". Calculele arată că lungimile de undă corespunzătoare diferitelor moduri se împart în două grupe; cu λ mare și cu λ mic; lungimea de undă corespunzătoare modului π este situată între aceste două grupe și este foarte bine separată față de modurile vecine.

Presupunînd că între cavități există numai cuplaj capacitiv, circuitul echivalent al unei secțiuni a blocului anodic, formată dintr-o cavitate mare și una mică, este arătat în figura 5.13. Conform calculelor efectuate în [15], se obține relația

$$\cos 2\varphi = 1 + \frac{\underline{Y}_k}{\underline{Y}_1} + \frac{\underline{Y}_k}{\underline{Y}_2} + \frac{\underline{Y}_k^2}{\underline{Y}_1\,\underline{Y}_2} \qquad (5.37)$$

unde: $\underline{Y}_k = j\omega_n C_k$, $\underline{Y}_1 = j\omega_n C_1(1 - \omega_1^2/\omega_n^2)$, $\underline{Y}_2 = j\omega_n C_2(1 - \omega_2^2/\omega_n^2)$, iar $\omega_1 = (L_1C_1)^{-1/2}$, $\omega_2 = (L_2C_2)^{-1/2}$. În cadrul studiului calitativ se neglijează ultimul termen și se caută soluții în cazuri particulare.

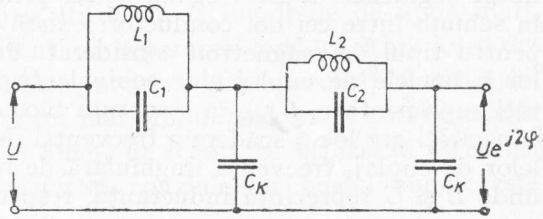


Figura 5.13. Circuitul echivalent al unei secțiuni de bloc anodic cu cavități rezonanta de dimensiuni diferite.

1) Dacă ω_n este foarte aproape de ω_1, (5.37) devine

$$\cos 2\varphi = 1 + \frac{C_k}{C_1} \frac{1}{1 - \omega_1^2/\omega_n^2}, \tag{5.38}$$

de unde

$$\lambda_n = \lambda_1 \left[1 + \frac{C_k}{C_1} \frac{1}{1 - \cos(4\pi n/N)}\right]^{1/2}; \tag{5.39}$$

comparînd ultima relaţie cu (5.34) se observă că pentru $\lambda \simeq \lambda_1$ structura soare-răsare se comportă ca şi cum ar conţine numai cavităţi mari, iar cele mici sînt umplute cu metal.

2) Dacă ω_n este foarte apropiat de ω_2, printr-un raţionament analog se obţine

$$\lambda_n = \lambda_2 \left[1 + \frac{C_k}{C_2} \frac{1}{1 - \cos(4\pi n/N)}\right]^{1/2}. \tag{5.40}$$

3) În cazul modului π de oscilaţie ($n = N/2$) avem $\cos 2\varphi = 1$ şi din (5.37) rezultă

$$\frac{1}{C_1(1 - \omega_1^2/\omega_\pi^2)} + \frac{1}{C_2(1 - \omega_2^2/\omega_\pi^2)} = 0, \tag{5.41}$$

de unde

$$\omega_\pi^2 = \frac{\omega_1^2 C_1 + \omega_2^2 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2} \cdot \frac{1}{C_1 + C_2}, \tag{5.42}$$

a cărei semnificaţie fizică este aceea că frecvenţa oscilaţiilor este determinată de către un circuit echivalent, rezultat prin conectarea în paralel a celor două cavităţi. Separarea între modul π şi cel învecinat este cu atît mai mare cu cît dimensiunile celor două tipuri de cavităţi diferă mai mult; trebuie subliniat însă că prin creşterea diferenţei dintre dimensiunile cavităţilor, scade eficienţa de interacţiune a spiţelor electronice cu cîmpul de r.f.

b) *Utilizarea buclelor de cuplaj.* Buclele de cuplaj sînt constituite din conductori metalici ce conectează segmente anodice: unul dintre conductori conectează segmentele cu soţ, al doilea pe cele fără soţ (fig. 5.14). În cazul modului π de oscilaţii conductorii respectivi unesc segmente de fază egală, astfel prin ei nu trece curent de r.f.; în schimb între cei doi conductori există o tensiune de r.f., maximă pentru tipul de magnetron considerat. Prin urmare, în cazul modului π buclele de cuplaj sînt echivalente cu introducerea unei capacităţi suplimentare, C_{supl}, în structura blocului anodic; datorită acestei capacităţi are loc o scădere a frecvenţei de oscilaţie. În absenţa buclelor de cuplaj, frecvenţa unghiulară de rezonanţă este $\omega_\pi = (LC)^{-1/2}$, unde L şi C reprezintă inductanţa, respectiv capacitatea echivalentă

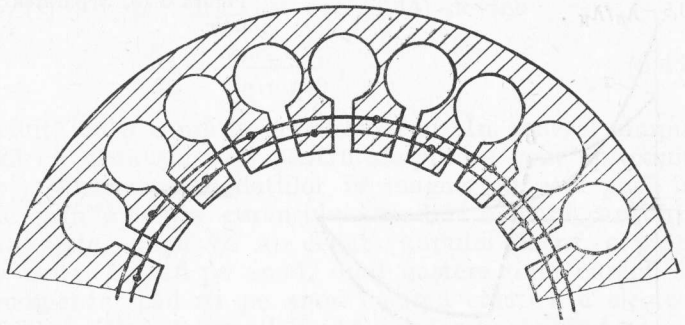


Figura 5.14. Conectarea buclelor de cuplaj.

a întregului bloc anodic, reprezentat sub forma unui circuit oscilant paralel; în prezenţa buclelor de cuplaj avem

$$\omega_{\pi b} = [L(C + C_{supl})]^{-1/2}. \tag{5.43}$$

Pentru modurile cu $n < N/2$ prezenţa buclelor de cuplaj influenţează în mod diferit frecvenţa de oscilaţie. Datorită faptului că segmentele anodice sînt conectate împreună, cu tensiuni de r.f. diferite, prin bucle circulă curenţi de r.f.; astfel bucla se comportă ca o inductanţă conectată în paralel cu inductanţa cavităţii rezonante; de asemenea, proprietăţile capacitive sînt mai puţin pronunţate (tensiunea de r.f. între cei doi conductori nu este maximă). Drept urmare, pentru aceste moduri are loc o creştere a frecvenţei de oscilaţie, faţă de cazul absenţei buclelor de cuplaj.

Pentru comparaţie în figura 5.15 sînt reprezentate variaţiile lungimilor de undă ale diferitelor moduri de oscilaţie, raportate la λ_π ($N = 18$) pentru trei cazuri diferite: a) absenţa buclelor de cuplaj, b) utilizarea unei structuri anodice soare-răsare şi c) prezenţa buclelor de cuplaj. La magnetronul cu cuplaj natural şi cavităţi identice separarea între modul π şi modul învecinat $n = N/2 - 1$ este foarte mică, de ordinul 1,5%; în cazul structurii soare-răsare şi a buclelor de cuplaj separarea este de ordinul (15 — 20%). Trebuie subliniat că buclele de cuplaj se utilizează la lungimile de undă mari, $\lambda > 3$ cm, deoarece concomitent cu separarea modurilor are loc o deteriorare a factorului de calitate intrinsec (fără sarcină) a structurii anodice, deteriorare care este tot mai pronunţată odată cu micşorarea lui λ; la lungimi de undă $\lambda < 3$ cm, de regulă se utilizează structuri soare-răsare. Utilizarea de cavităţi coaxiale cu blocul anodic este mai puţin răspîndită.

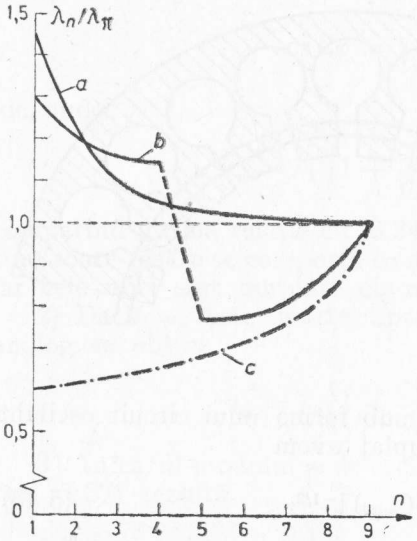


Figura 5.15. Separarea modurilor de oscilație.

V.3. Condiții și zone de autooscilație

Intrarea în autooscilație a magnetronului cu cavități multiple este datorată prezenței unei bucle de reacție pozitivă, formată din sistemul oscilant închis și fluxul electronic.

Din discuția calitativă asupra funcționării magnetronului circular (V. 1.2) a rezultat că electronii cu fază favorabilă, constituiți în spițe electronice, transmit energie cîmpului de r.f., menținînd oscilații staționare. Acest transfer este optim dacă viteza medie de rotație a spițelor (adică viteza de deplasare a centrului cercului care generează epicicloida) este egală cu viteza de fază medie (la mijlocul distanței dintre catod și anod) a undei electromagnetice care se propagă în spațiul de interacțiune,

$$v_c = (v_{pn})_{pmed}. \tag{5.44}$$

Calculul exact al energiei transferate cîmpului de r.f. constituie o problemă laborioasă, întrucît trebuie luate în considerare distribuția reală a cîmpului de r.f. în spațiul de interacțiune, formele exacte ale traiectoriei electronilor, variația energiei și traiectoriilor pe durata de interacțiune etc.

O condiție simplificată de autooscilație se poate deduce în ipoteza că viteza de fază medie a undei se obține din (5.23), înlocuind

pe r_a cu $r_{med} = (r_a + r_c)/2$; în acest caz (5.44) devine

$$\frac{E_0}{B_0} = \frac{\omega_n(r_a + r_c)}{2(n + pN)}, \tag{5.45}$$

care poate fi privită ca o condiție de sincronism. În general cîmpul static E_0 variază cu distanța, însă pentru simplitate vom aproxima $E_0 \simeq U_A/(r_a - r_c)$. Existența oscilațiilor în magnetron este pusă în evidență practic prin apariția curentului anodic: o mare cantitate de electroni din spițe, după ce au cedat cîmpului de r.f. o parte din energia lor cinetică, cad pe anod, dînd naștere unui curent de convecție. În momentul căderii pe anod energia cinetică a electronilor este o mărime pozitivă, în cazul limită fiind zero; ținînd seama de acest aspect fizic, din (5.45) rezultă

$$U_A \geqslant U_{Apr} = \frac{\omega_n(r_a^2 - r_c^2)}{2(n + pN)} B_0, \tag{5.46}$$

unde U_{Apr} reprezintă tensiunea anodică prag (minimă), la care magnetronul intră în autooscilație. Avînd în vedere semnificația fizică a parabolei Hull, se constată că magnetronul poate funcționa ca oscilator la tensiuni anodice cuprinse între

$$U_{Apr} \leqslant U_A \leqslant U_{Acr}. \tag{5.47}$$

Condiția completă de oscilație este dată de ecuația Hartree, care extinde o condiție originală propusă de Posthumous. Ecuația Hartree ține seama de faptul că asupra electronului din spiță acționează trei forțe: electrică, magnetică și centrifugă. Pentru deducerea ecuației Hartree se pornește de la ecuația de mișcare a electronului după componenta radială (5.11), pe care o integrăm după r,

$$\int_{r_c}^{r_a} m\left(\frac{\mathrm{d}^2 r}{\mathrm{d}t^2}\right)\mathrm{d}r = \int_{r_c}^{r_a} qE_0\mathrm{d}r - \int_{r_c}^{r_a} qB_0\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}r\,\mathrm{d}r + \int_{r_c}^{r_a} m\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2 r\mathrm{d}r. \tag{5.48}$$

Explicităm semnificația fiecărui termen separat. Avînd în vedere că la suprafața catodului viteza radială a electronului, $v_r = \mathrm{d}r/\mathrm{d}t$, este zero, integrala din membrul stîng reprezintă componenta radială a energiei cinetice a electronului la suprafața anodului, $W_{ra} = mv_{ra}^2/2$. Primul termen din membrul drept reprezintă lucrul mecanic efectuat de către tensiunea U_A prin deplasarea electronului între catod și anod, $W_A = qU_A$. Al doilea termen din membrul drept reprezintă lucrul mecanic efectuat de către forța magnetică. Observăm că mărimea $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t$ este egală cu frecvența unghiulară medie, Ω_{np}, de rotație

a undelor electromagnetice în magnetronul cilindric, iar între Ω_{np} și $(v_{pn})_p$ există relația

$$\Omega_{np} = (v_{pn})_p / r_a = \frac{\omega_n}{n + pN}; \tag{5.49}$$

în acest caz, pentru termenul considerat se poate scrie

$$W_{B_0} = qB_0 \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} \int_{r_c}^{r_a} r\,\mathrm{d}r = qB_0 \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} \frac{r_a^2 - r_c^2}{2} = qB_0 \frac{(r_a^2 - r_c^2)}{2} \frac{\omega_n}{n + pN}. \tag{5.50}$$

Al treilea termen din membrul drept reprezintă lucrul mecanic efectuat de forța centrifugă

$$W_{cf} = m\Omega_{np} \int_{r_c}^{r_a} r\,\mathrm{d}r = \frac{mr_a^2}{2} \left(\frac{\omega_n}{n + pN}\right)^2 \tag{5.51}$$

(viteza tangențială a electronului, $v_\theta = r\,\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}t = r\Omega_{np}$, este considerată zero lîngă catod).

Avînd în vedere că totdeauna energia cinetică a electronilor ce cad pe anod este pozitivă, $W_{r_a} \geqslant 0$, rezultă

$$W_A - W_{B_0} + W_{cf} \geqslant 0. \tag{5.52}$$

Efectuînd înlocuirile, se obține valoarea prag a tensiunii anodice, pentru care magnetronul începe să autooscileze (ecuația Hartree)

$$U_A \geqslant U_{Apr} = \frac{\omega_n}{n + pN} \frac{r_a^2 - r^2}{2} B_0 - \left(\frac{\omega_n}{n + pN}\right)^2 \frac{mr_a^2}{2q}. \tag{5.53}$$

Reprezentarea grafică a ecuației Hartree (fig. 5.16,a) pentru un caz particular ($p = 0$, $n = N/2$, adică unda fundamentală a modului π) permite o interpretare fizică a *zonei de oscilație*. Dreapta Hartree, $V_A = V_A(B_0)$, nu trece prin originea sistemului de coordonate și este tangentă la parabola Hull în punctul de coordonate

$$U_{As} = \frac{mr_a^2}{2q} \left(\frac{\omega_n}{n + pN}\right)^2; \quad B_{0s} = \frac{2m}{q(1 - r_c^2/r_a^2)} \frac{\omega_n}{n + pN}. \tag{5.54}$$

Tensiunea U_{As} este numită tensiune de sincronizare, deoarece pentru $U_A = U_{As}$ toți electronii care se mișcă în apropierea anodului, paralel cu suprafața sa, sînt în sincronism cu unda progresivă corespunzătoare modului de oscilație dat. *Zona de oscilație* este cuprinsă între dreapta Hartree și parabola regimului critic. Desigur, pentru a avea zone de oscilație cît mai largi, dispozitivul trebuie să funcționeze

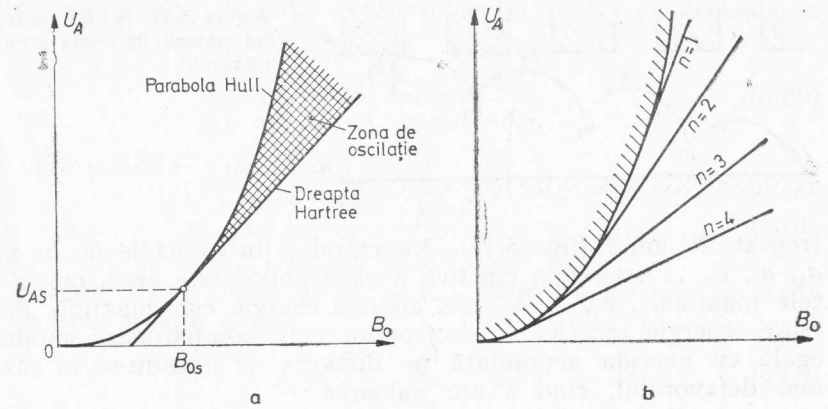


Figura 5.16. Zone de oscilație:
a — interpretarea fizică a zonei de oscilație; b — dreptele Hartee pentru un magnetron cu 8 cavități rezonante.

cu inducții mult mai mari decît B_{0s}; în acest caz condițiile impuse asupra stabilității tensiunii anodice și a sarcinii sînt mai puțin critice; în plus se pot obține puteri de ieșire mai mari. În figura 5.16,b sînt reprezentate mai multe drepte Hartree pentru un magnetron cu $N = 8$ în cazul armonicii spațiale $p = 0$ (fundamentalei), cu cuplaj natural capacitiv între cavități. Se observă că variația tensiunii anodice nu trebuie să depășească anumite limite; în caz contrar pot avea loc salturi între moduri de oscilație vecine.

V.4. Caracteristici de funcționare a magnetronului

V.4.1. Putere de ieșire și randament

Calculul direct al puterii de ieșire a magnetronului cu undă progresivă comportă unele dificultăți determinate de mai mulți factori: imprecizia de determinare a primei armonici a curentului din spițele electronice; între mijlocul spițelor electronice și componenta tangențială a cîmpului de r.f. există un defazaj $0 \leqslant \varphi \leqslant \pi/2$; variația conductanței electronice și a reactanței capacitive în funcție de amplitudinea tensiunii de r.f. are un caracter complicat. Pînă în prezent nu există o metodă riguroasă de determinare a puterii de ieșire și a randamentului. O cale indirectă constă în determinarea energiei disipate pe anod de electronii din spițe, după ce aceștia au interacționat cu cîmpul de r.f. După cum s-a arătat mai sus, electronii cu fază favorabilă se deplasează pe traiectorii cicloidale, apropiindu-se

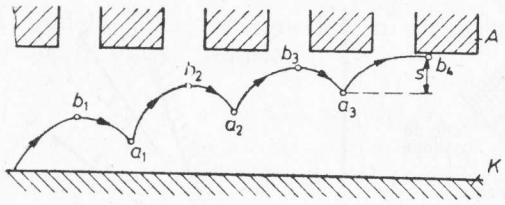


Figura 5.17. Schiță pentru calculul puterii de ieșire și a randamentului.

treptat de anod (fig. 5.17). La catod și în punctele de întoarcere, a_1, a_2, a_3, ..., energia cinetică a electronilor este zero, iar în punctele maximale, b_1, b_2, b_3, ..., această energie este maximă. Prin urmare, energia cinetică a electronilor care bombardează anodul este egală cu energia acumulată pe distanța s; fixîndu-se în cazul cel mai defavorabil, cînd s are valoarea

$$s = 2R_c = 2mE_0/qB_0^2, \tag{5.55}$$

energia acumulată de către electron pe distanța s și disipată pe anod este maximă

$$W_{c\,max} = qE_0 s = 2m\left(\frac{E_0}{B_0}\right)^2 = \frac{2m}{(r_a - r_c)^2}\left(\frac{U_A}{B_0}\right)^2. \tag{5.56}$$

Energia transferată cîmpului de r.f. este

$$W_u = W_0 - W_{c\,max}, \tag{5.57}$$

unde $W_0 = qU_A$ reprezintă energia potențială a electronilor. Randamentul electronic al magnetronului este

$$\eta_e = \frac{W_u}{W_0} = 1 - \frac{2m}{(r_a - r_c)^2}\,\frac{U_A}{B_0^2}. \tag{5.58}$$

Pentru evaluarea acestei expresii se efectuează cîteva transformări. În primul rînd, pe baza relațiilor simplificate, de regim static, (5.9) și (5.10), se poate scrie $2m/q(r_a - r_c)^2 = B_{cr}^2/U_{Acr}$; astfel (5.58) devine

$$\eta_e = 1 - \frac{U_A}{U_{Acr}}\,\frac{B_{cr}^2}{B_0^2}. \tag{5.59}$$

Din ultima relație, care este cu totul aproximativă, rezultă că pentru $U_A = U_{Acr}$ și $B_0 = B_{cr}$ avem $\eta_e = 0$, fapt ce este în acord cu presupunerile făcute cu privire la parabola regimului critic: pentru $U_A \geqslant U_{Acr}$ sau $B_0 \leqslant B_{cr}$ magnetronul nu oscilează. Mai departe, este știut că în regim normal (dinamic) de funcționare mărimile U_A și B_0 nu sînt independente, ele fiind legate prin condiția de sincronism

(simplificată) (5.46); dacă în (5.58) înlocuim pe U_A cu expresia sa din (5.46) se obține ($p = 0$)

$$\eta_e = 1 - \frac{m(1 + r_a/r_c)}{q(1 - r_a/r_c)}\,\frac{\omega_n}{nB_0}, \tag{5.60}$$

relație care poate fi simplificată astfel

$$\eta_e = 1 - \frac{1{,}07\,(1 + r_c/r_a)}{(1 - r_c/r_a)}\,\frac{1}{n\lambda_n B_0}, \tag{5.61}$$

cu λ_n în cm, B_0 în Tesla și $B_0 > B_{cr}$. Pentru o lungime de undă fixată, ultima relație devine

$$\eta_e = 1 - \frac{k_1}{nB_0}, \tag{5.62}$$

unde k_1 este o constantă, iar η_e corespunde punctelor situate pe una din dreptele Hartree; este evident că pe măsură ce B_0 crește, se obțin valori tot mai mari pentru η_e. Avînd în vedere că între U_A și B_0 există o relație liniară, se poate scrie

$$\eta_e = 1 - \frac{k_2}{n^2 U_A}, \tag{5.63}$$

unde constanta k_2 include pe λ_n^2 la numitor.

Valorile obținute prin calcul, conform relației (5.61), sînt mai mari decît cele măsurate experimental; aceasta se explică prin faptul că au fost neglijate pierderile datorate electronilor cu fază nefavorabilă (aceștia bombardează catodul încălzindu-l suplimentar) a căror energie reprezintă (1,5 — 5)% din puterea utilă a magnetronului; de asemenea, au fost neglijați electronii marginali de la capetele cilindrului anodic. Reprezentarea grafică a relației (5.62) este arătată în figura 5.18, de unde rezultă că randamentul are valori mai mari pentru tipul π de oscilații; în cazul utilizării buclelor de cuplaj se pot obține randamente foarte mari, $\eta_e = (95 - 98)\%$.

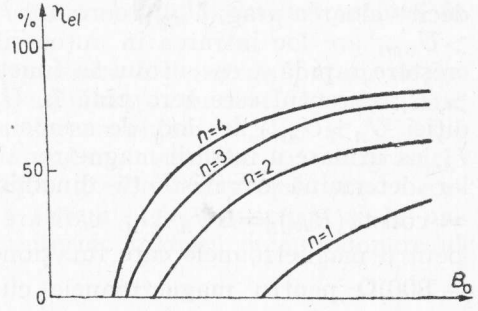


Figura 5.18. Variația randamentului în funcție de B_0 pentru diferite tipuri de oscilație.

Desigur, randamentul total al magnetronului depinde de sistemul oscilant și de sistemul de cuplaj cu sarcina, astfel $\eta_{tot} = \eta_e \eta_{sist}$, unde η_{sist} este constant și nu depinde de regimul de funcționare; în general,

$$\eta_{sist} = 1 - Q_s/Q_0, \qquad (5.64)$$

unde Q_0 este factorul de calitate al blocului anodic fără sarcină, iar Q_s reprezintă factorul de calitate al blocului anodic în prezența sarcinii ($Q_s = Q_0 \cdot Q_{ext}/(Q_0 + Q_{ext})$, unde Q_{ext} este factorul de calitate al circuitului de sarcină).

V.4.2. Caracteristici de funcționare

Mărimile de bază ce caracterizează oscilatorul cu magnetron sînt puterea de ieșire, randamentul total, frecvența de funcționare și stabilitatea frecvenței. Aceste mărimi sînt funcție de curentul anodic, I_A, inducția, B_0, tensiunea anodică, U_A, și admitanța de sarcină, $\underline{Y}_s$. Avînd în vedere că mărimile U_A și B_0 sînt legate între ele prin condiția de sincronism (sau condiția de autooscilație), din cele trei mărimi, I_A, B_0, U_A, care determină regimul de funcționare, numai două sînt independente.

În general, caracteristicile magnetronului pot fi împărțite în două categorii: *caracteristici statice de funcționare*, care reprezintă familii de caracteristici volt-amperice, $U_A = \zeta(I_A)$, trasate pentru Y_s = constant și avînd drept parametri puterea de ieșire, inducția, randamentul și frecvența; *caracteristici de sarcină*, care reprezintă dependența puterii de ieșire și a frecvenței de sarcină, menținînd constante inducția și curentul anodic.

a) **Caracteristici statice de funcționare.** Considerînd inducția drept parametru, familia de caracteristici are forma arătată în figura 5.19,a; forma lor poate fi explicată cu ajutorul dreptelor Hartree. De exemplu, fixînd valoarea inducției la B_1, pentru tensiuni anodice mai mici decît valoarea prag, U_{Apr1}, curentul I_A este practic zero; pentru $U_A > U_{Apr1}$ are loc intrarea în autooscilație, fapt ce atrage după sine o creștere rapidă a curentului în funcție de U_A. Pentru inducția $B_2 > B_1$, curentul este zero pînă la $U_A < U_{Apr2}$; după satisfacerea condiției $U_A > U_{Apr2}$ are loc, de asemenea, creșterea rapidă a curentului I_A, ca urmare a intrării magnetronului în autooscilație. Panta curbelor determină o rezistență dinamică a magnetronului pentru B = const, $(R_{din})_B = \Delta U_A/\Delta I_A$, care are valori cuprinse între (20 — 150)Ω pentru magnetroanele care funcționează în impulsuri și între (400 — 800)Ω pentru magnetroanele cu funcționare continuă.

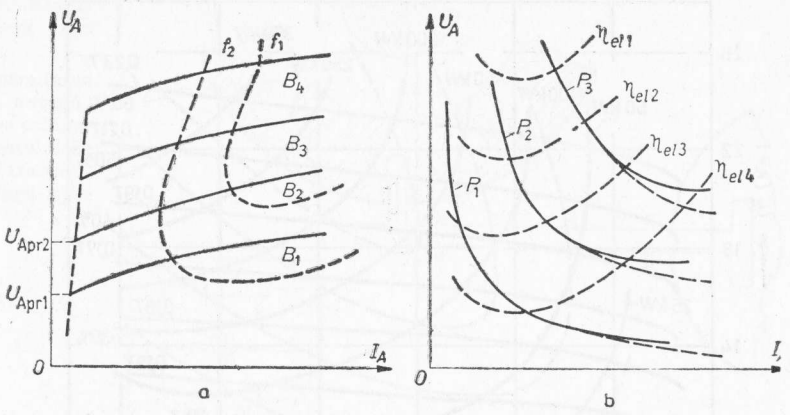


Figura 5.19. Familii de caracteristici statice de funcționare $U_A(I_A)$:
a — parametru este inducția B_0; b — parametru este puterea de ieșire.

Dacă se ia drept parametru puterea de ieșire, se obțin caracteristicile din figura 5.19,b. Într-o primă aproximație, presupunînd randamentul constant, curbele respective sînt hiperbole echilaterale; într-adevăr, plecînd de la relația (5.58) se poate scrie $P_u = \eta_T P_0 = \eta_T I_A U_A$, de unde $U_A = P_u/\eta_T I_A$. În realitate, la curenți mari crește puterea disipată pe anod și scade randamentul, astfel caracteristicile se abat treptat de la hiperbole pe măsura creșterii curentului I_A. Caracteristicile statice avînd drept parametru randamentul electronic au o formă complicată, așa cum rezultă din figura 5.19,b; minimele curbelor corespund valorilor maxime ale randamentului pentru U_A = const. Caracteristicile statice avînd frecvența ca parametru sînt arătate în figura 5.19,a prin curbele punctate; dependența frecvenței de regimul de funcționare are un caracter complicat.

Trebuie arătat că în practică caracteristicile statice se trasează experimental pentru fiecare tip de magnetron, fiind reprezentate în același sistem de coordonate rectangulare (I_A, U_A). Un exemplu de caracteristici experimentale pentru un magnetron de putere medie (P_u = 200 kW) cu funcționare în regim de impulsuri este arătat în figura 5.20.

b) **Caracteristicile de sarcină** reprezintă dependența puterii de ieșire și a frecvenței în funcție de admitanța de sarcină, menținînd constante mărimile B_0, I_A, U_A. Dependențele $P_u(Y_s)$ și $f(Y_s)$ se reprezintă grafic în diagrame circulare, similare cu diagramele de tip Rieke. Pentru construcția acestor diagrame sînt necesare unele precizări cu privire la sistemul de transmisie și la natura sarcinii, care pot influența puternic regimul de funcționare al magnetronului.

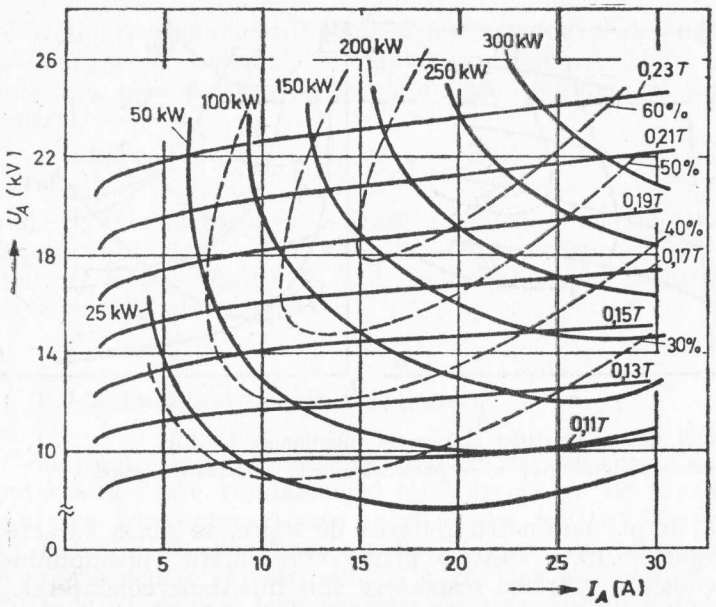


Figura 5.20. Exemplu de caracteristici statice de funcționare pentru un magnetron de 200 kW.

În figura 5.21,a este reprezentat modul de extragere și de transmitere a energiei către sarcină (antenă), iar în figura 5.21,b se dă schema echivalentă. Impedanța de intrare a liniei de transmisie (care este de fapt impedanța văzută de magnetron) în punctele 11 este

$$\underline{Z}_{in} = \frac{(\underline{Z}_s/Z_c)\cos(2\pi l/\lambda_{tr}) + j\sin(2\pi l/\lambda_{tr})}{\cos(2\pi l/\lambda_{tr}) + j(\underline{Z}_s/Z_c)\sin(2\pi l/\lambda_{tr})}, \tag{5.65}$$

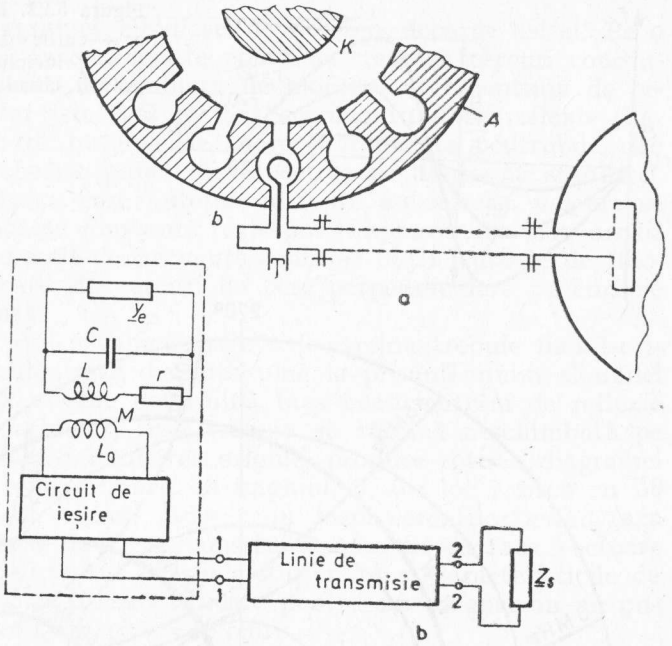
unde Z_c este impedanța de undă a liniei, l este lungimea liniei, iar λ_{tr} este lungimea de undă în linia de transmisie. Ultima relație se poate exprima în funcție de coeficientul de reflexie

$$\underline{r} = \frac{\sigma - 1}{\sigma + 1} e^{-j\varphi}, \tag{5.66}$$

$$\varphi = 2\pi(2l_{min}/\lambda_{tr}), \tag{5.67}$$

unde σ este coeficientul de undă staționară, iar φ este faza coeficientului de reflexie; l_{min} este distanța de la începutul liniei pînă la

Figura 5.21. Extragerea puterii din magnetron:
a — transmiterea puterii spre antenă;
b — schema echivalentă a sistemului de extragere și transmitere a puterii spre sarcină.



primul minim al undei staționare. Expresia (5.65) devine

$$\underline{Z}_{in} = \underline{Z}\frac{1 + \underline{r}\,e^{-j\varphi}}{1 - \underline{r}\,e^{-j\varphi}}, \tag{5.68}$$

iar admitanța de intrare este

$$\underline{Y}_{in} = \frac{1}{\underline{Z}_{in}} = \frac{1}{Z_c}\frac{1 - r^2 + jr2\sin\varphi}{1 + r^2 + 2r\cos\varphi}, \tag{5.69}$$

de unde

$$b_{in} = \frac{\sin\varphi}{Z_c(a + \cos\varphi)}, \tag{5.70}$$

în care s-a notat $a = (\sigma^2 + 1)/(\sigma^2 - 1)$. Prin conectarea susceptanței b_{in} la bornele unui circuit oscilant paralel avînd susceptanța $b_0 \gg b_{in}$, frecvența circuitului variază aproximativ liniar cu b_{in}, conform relației

$$\omega = \omega_0 - \alpha_1 b_{in} = \omega_0 - \frac{\alpha_0 \sin\varphi}{a + \cos\varphi}, \tag{5.71}$$

unde α_1 este o constantă ce depinde de factorul de calitate al sistemului oscilant al magnetronului încărcat, iar $\alpha_0 = \alpha_1/Z_c$. Repre-

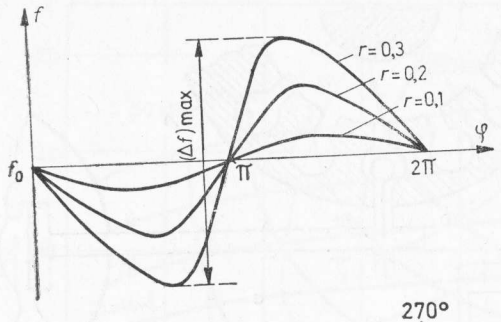
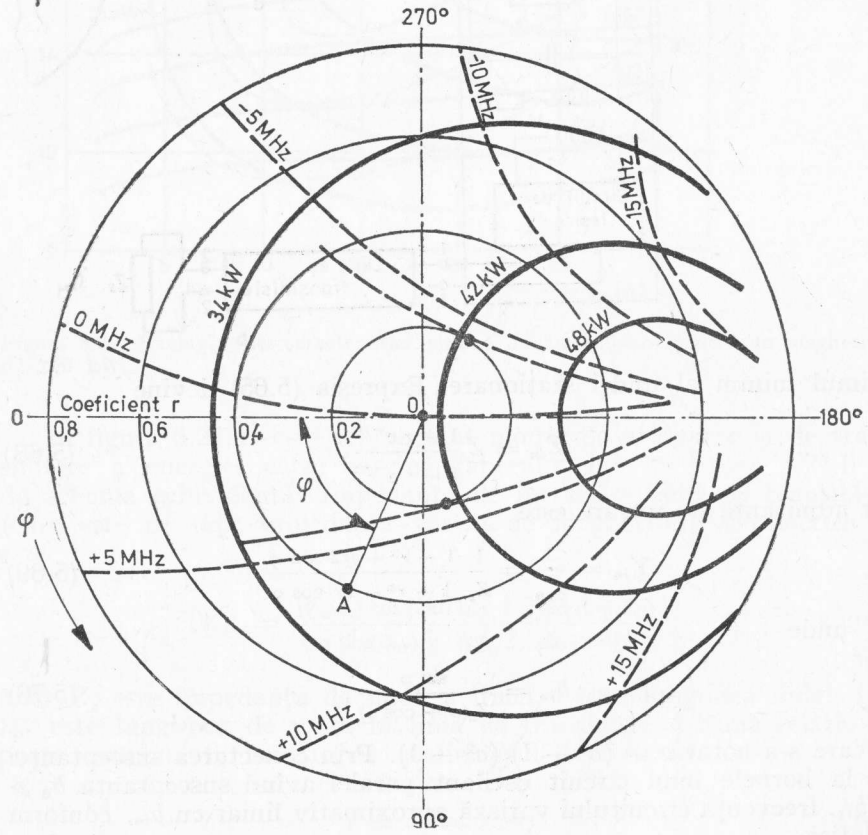


Figura 5.22. Diagrama de sarcină:
a — curbe de tîrîre a frecvenţei;
b — principiul de construcţie a diagramei circulare.



zentarea grafică a ultimei relaţii constituie *curbele de tîrîre a frecvenţei* (fig. 5.22,a). Deviaţia maximă a frecvenţei prin fenomenul de tîrîre este

$$(\Delta f)_{max} = \frac{2(\omega - \omega_0)_{max}}{2\pi} = \frac{\alpha_0}{2\pi} \frac{\sigma^2 - 1}{\sigma}. \qquad (5.72)$$

Construcţia diagramei circulare de sarcină decurge astfel. Pe o diagramă standard, în coordonate polare se trasează cercuri concentrice a căror rază este determinată de modulul coeficientului de reflexie; unghiul polar este egal cu faza coeficientului de reflexie (fig. 5.22,b). Se măsoară puterea de ieşire şi frecvenţa pentru diferite sarcini şi se marchează punctele respective pe diagrama standard. Unind punctele pentru care puterea de ieşire are aceeaşi valoare se obţin curbele de putere constantă (care pot fi aproximate prin arcuri de cerc); unind punctele de frecvenţă egală se obţin curbele de frecvenţă constantă, care sînt arcuri de cerc perpendiculare pe curbele de putere constantă.

Atunci cînd se ridică caracteristicile de sarcină trebuie fixată originea de unde se calculează distanţa pînă la primul minim al undei staţionare; această origine determină faza coeficientului de reflexie şi poate fi luată arbitrar, însă trebuie să rămînă neschimbată pe durata măsurătorilor. Schimbarea originii produce rotirea diagramei de sarcină: schimbînd originea cu unghiul, θ, are loc rotirea cu 2θ a diagramei în jurul originii. Adesea în locul cercurilor avînd raza vectoare determinată de r, se construiesc cercuri cu raza vectoare determinată de coeficientul de undă staţionară σ. Caracteristicile de sarcină din figura 5.22,b sînt ridicate pentru un magnetron cu putere nominală de 40 kW şi $\lambda = 3$ cm.

V.5. Consideraţii constructive. Variante

Elementele constructive ale magnetronului pot fi împărţite în trei grupe: blocul anodic cu sistemul de acord mecanic şi cel de extragere a energiei; catodul; sistemul magnetic.

Blocul anodic şi elemente de acord mecanic. Cavităţile rezonante practicate în blocul anodic pot avea una din formele arătate în figura 5.23: la lungimi de undă mai mari, $\lambda \gtrsim 3$ cm, de regulă se utilizează cavităţi cilindrice care comunică cu spaţiul de interacţiune prin fante dreptunghiulare (fig. 5.23,a), sau cavităţi de tip vană, (fig. 5.23,b), la lungimi de undă mai mici cavităţi de tip fantă (fig. 23, c). Numărul cavităţilor rezonante creşte pe măsură ce λ scade: pentru $\lambda > 10$ cm, $N = 8 - 14$, pentru $1\text{ cm} < \lambda < 10$ cm, $N = 12 - 20$, pentru $\lambda \leqslant 1$ cm, $N = 24 - 40$. S-a arătat mai sus că

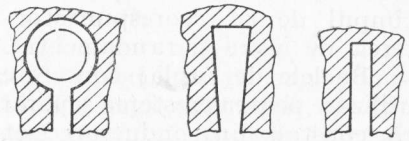


Figura 5.23. Tipuri de cavităţi ale blocului anodic:
a — cilindrică; b — vană; c — fantă.

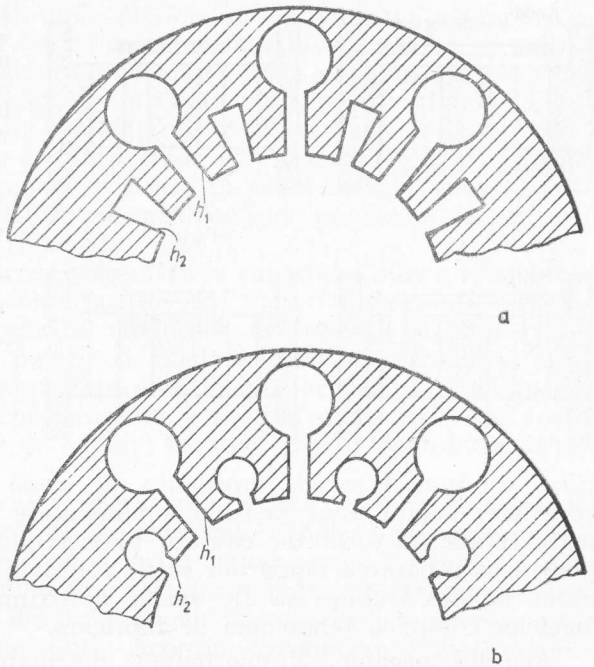
pe măsura creşterii numărului de cavităţi (la o lungime de undă dată), magnetronul poate funcţiona cu tensiuni anodice mai mici, B_0 şi raportul r_a/r_c fiind fixate; totodată la valori mari ale lui N separarea modurilor de oscilaţie, în special al modului π faţă de cel vecin, este mai mică.

În domeniul undelor milimetrice o bună separare a modurilor se obţine mai ales prin utilizarea structurii „soare-răsare", formată din cavităţi de dimensiuni diferite (uneori şi de forme diferite), dispuse alternativ (fig. 5.24,a,b). Valoarea separării depinde de raportul dintre dimensiunile celor două tipuri de cavităţi; acest lucru este ilustrat în figura 5.24,c pentru un magnetron cu $N = 18$; λ_π corespunde modului π ($n = N/2 = 9$) şi $h_1/h_2 = 1$. Cît priveşte dimensiunile cavităţilor şi lungimea axială a blocului anodic, acestea sînt determinate de lungimea de undă şi de puterea necesară la ieşire. În cazul magnetronului cu cavităţi identice şi în prezenţa buclelor de cuplaj, dimensiunile respective sînt legate prin relaţii empirice, $d_a \leqslant 0{,}3\lambda$, $l_a \leqslant 0{,}3\lambda$, iar în cazul structurii soare-răsare $d_a \leqslant (0{,}6 - 1)\lambda$, $l_a \leqslant (0{,}6 - 0{,}8)\lambda$; în aceste relaţii l_a este lungimea axială a blocului anodic, iar $d_a = 2r_a$. La lungimi de undă mici, $\lambda \leqslant 1$ mm, se ia $d_a \leqslant (1{,}5 - 2)\lambda$; în acest caz este avantajos să se funcţioneze pe alte moduri decît π, şi pe armonicele spaţiale $p = 1$ sau $p = -1$, astfel încît să poată fi luat un număr mare de cavităţi sau să fie crescute tensiunea U_A şi inducţia B_0.

Trebuie precizat că în cazul structurilor anodice de tipul „soare răsare" are loc o înrăutăţire puternică a caracteristicilor de sarcină (scăderea puterii de ieşire şi a randamentului, figura 5.24,c), pentru o anumită valoare a inducţiei B_0, care satisface condiţia $\lambda B_0 \simeq 1{,}25$ T · m; la magnetronul cu acelaşi tip de cavităţi are loc o creştere continuă a randamentului în funcţie de B_0. Scăderea pronunţată a randamentului în jurul valorii $\lambda B_0 \simeq 1{,}25$ T · m poate fi explicată prin apariţia oscilaţiilor ciclotronice. Ca urmare a dimensiunilor diferite, cavităţile vor avea şi lungimi electrice echivalente diferite, de aceea în cazul oscilaţiilor de tip π există o componentă a cîmpului de r.f. care nu depinde de unghi, fiind asemănătoare cu cîmpul oscilaţiilor de tip O; cînd viteza unghiulară de mişcare a electronilor în jurul catodului devine egală cu frecvenţa ciclotronică, are loc o interacţiune puternică între electroni şi această componentă a cîmpului de r.f., fapt care deteriorează forma spiţelor electronice; prin urmare, scade eficienţa de interacţiune a fluxului de electroni cu cîmpul de r.f., corespunzător modului π; astfel se micşorează puterea de ieşire şi randamentul.

Buclele de cuplaj conectate între sectoarele blocului anodic sînt utilizate pentru creşterea separării modului π faţă de cele învecinate; ele constau din conductori metalici, pot avea diferite configuraţii şi sînt plasate fie la un capăt al cilindrului anodic fie la ambele. Există

Figura 5.24. Metode de separare a modurilor de oscilaţie:
a, b — structuri „soare răsare"; c — curbe de separare pentru un magnetron cu 18 cavităţi rezonante.



mai multe moduri de realizare (conectare) a buclelor de cuplaj, unui dintre ele fiind arătat în figura 5.14. Pe lîngă avantajele specifice (separarea modurilor şi creşterea randamentului) buclele de cuplaj au şi cîteva neajunsuri: (1) creşte capacitatea echivalentă a cavită-

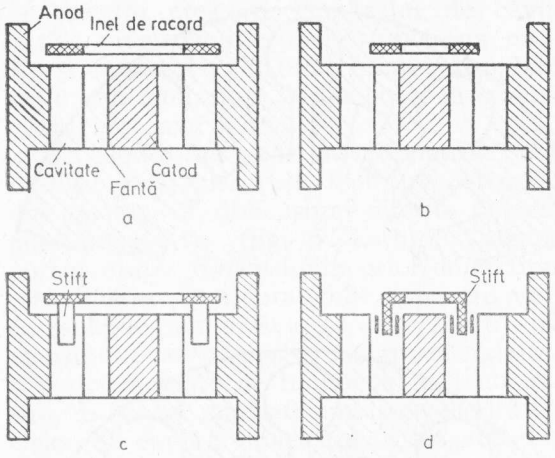


Figura 5.25. Metode de acord mecanic al cavităților rezonante:
a, b — inele metalice plasate la extremitatea cilindrului anodic; b, c — inele metalice prevăzute cu ştifturi.

ţilor, diminuînd astfel impedanţa de undă; (2) buclele de cuplaj constituie sediul unor pierderi suplimentare pentru energia de r.f.; astfel scade factorul de calitate al sistemului oscilant anodic; (3) pentru ca separarea modurilor să fie efectivă, lungimea axială a blocului anodic trebuie să fie mică, aproximativ $\lambda/4$; (4) instalarea buclelor complică tehnologia de fabricare.

Acordul mecanic. Magnetroanele destinate să funcţioneze într-o bandă largă de frecvenţe sînt prevăzute cu elemente de acord mecanic. Cele mai răspîndite metode sînt: (1) acord inductiv sau capacitiv al cavităţilor rezonante, realizat sub formă de inele metalice plasate la capetele cilindrului anodic (fig. 5.25, a, b); (2) acord inductiv sau capacitiv realizat prin inele metalice prevăzute cu ştifturi (fig. 5.25, c, d); (3) acord prin utilizarea unei cavităţi rezonante externe, coaxială cu magnetronul (fig. 5.26), care este cuplată cu cavităţile rezonante ale blocului anodic.

În cazul primei metode inelele metalice, confecţionate din benzi plate, sînt plasate la capetele cilindrului anodic şi influenţează distribuţia cîmpului de r.f. din regiunile de capăt: dacă inelul este plasat pe regiunea cavităţii, unde predomină componenta magnetică a cîmpului de r.f., acordul are un caracter inductiv (fig. 5.25, a); dacă inelul este plasat în regiunea unde predomină componenta electrică a cîmpului de r.f., acordul are un caracter capacitiv (fig. 5.25, b). Aceleaşi considerente sînt valabile şi în cazul inelelor cu ştifturi: în funcţie de regiunea cavităţii unde este introdus ştiftul, acordul poate fi inductiv sau capacitiv. Dacă în cazul inelelor simple acordul nu depăşeşte (5 — 10)%, în cazul inelelor prevăzute cu ştifturi, banda de acord poate fi de (10 — 20)%.

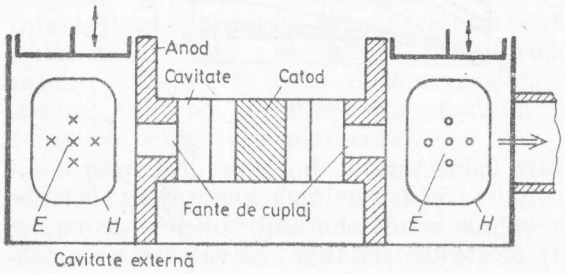


Figura 5.26. Utilizarea unei cavităţi externe de acord.

Creşterea benzii de acord prin mărirea cuplajului dintre elementele de acord şi cavităţi este limitată de doi factori importanţi: (1) deteriorarea vizibilă a separării modurilor de oscilaţie şi (2) variaţia puternică (diminuarea) puterii şi randamentului de bandă. O anumită îmbunătăţire se obţine prin utilizarea acordului „combinat", care constă în variaţia concomitentă a poziţiei elementelor de acord şi a capacităţii buclelor de cuplaj; în acest caz se pot obţine benzi de acord pînă la 45%.

În cazul utilizării cavităţii externe, există mai multe variante de cuplaj a acestei cavităţi cu cavităţile anodice: (1) cuplaj cu o singură cavitate a blocului anodic; (2) cuplaj numai cu cavităţi fără soţ (fig. 5.26) şi (3) blocul anodic este format dintr-o structură interdigitală („degete între degete") circulară, constituind peretele interior al cavităţii externe [39]. Acordul mecanic se realizează prin variaţia volumului cavităţii externe cu ajutorul unei diafragme mobile; energia se extrage din cavitatea externă cu ajutorul buclelor sau fantelor. Cavitatea externă funcţionează în modul H_{011}, caracterizat prin aceea că liniile de cîmp electric formează un cerc (tor) coaxial cu blocul anodic, iar liniile de cîmp magnetic se închid după cercul mic care generează torul. Această structură de cîmp se cuplează perfect cu cîmpul de r.f. al structurii anodice în cazul modului π de oscilaţie.

Deşi metoda de acord cu cavitate externă, arătată în figura 5.26, nu permite o bandă de acord mult mai largă decît sistemele cu inele metalice şi ştifturi (banda de acord ajunge pînă la 50%), ea are cîteva avantaje importante: (a) ca urmare a înmagazinării unei energii de r.f. în cavitatea externă are loc creşterea factorului de calitate global al sistemului oscilant, fapt ce duce la creşterea randamentului η_{sist} şi la diminuarea fenomenului de tîrîre a frecvenţei; (b) se menţine o bună separare a modurilor de oscilaţie; (c) randament electronic ridicat.

Practica arată că, în cazul magnetroanelor de putere mică şi medie, cele mai bune rezultate se obţin prin utilizarea cavităţii externe şi a structurii anodice interdigitale: bandă de acord pînă la (50 — — 70)%, o foarte bună separare a modurilor fără a utiliza bucle de cuplaj, randament electronic ridicat în întreaga bandă de conduc-

ție. Frecvența de oscilație este determinată de către structura interdigitală, iar pentru modul de oscilație ales cîmpul electric de r.f. formează o undă staționară în lungul inelului ce formează cercul anodic.

Elemente de cuplaj și adaptare cu sarcina. Energia de r.f. este transmisă sarcinii cu ajutorul unui sistem de cuplaj, care trebuie să asigure adaptarea magnetronului cu sarcina în toată banda de acord. Impedanța de undă echivalentă a cavității în regiunea fantei este cuprinsă între limitele (300 — 3000)Ω; impedanța de undă a liniilor de transmisie utilizate în microunde este cuprinsă între limitele (50 — — 150)Ω pentru cable coaxiale și între limitele (200 — 500)Ω pentru ghiduri. Funcția de cuplaj și transformare a impedanțelor este realizată de către „sistemul de ieșire"; în principal sistemul de ieșire se realizează în două variante: de tip coaxial și de tip ghid de undă.

În cazul sistemului de ieșire de tip coaxial (fig. 5.27), cuplajul se realizează cu o buclă plasată în cavitatea rezonantă, iar adaptarea impedanței de undă se realizează prin variația diametrului conductorului interior și a cilindrului coaxial. La capătul exterior al sistemului se conectează fie un cablu coaxial, fie un ghid de undă; în ambele cazuri este necesară o sudură cu ceramică (fereastră de microunde) care separă partea vidată a magnetronului de exterior. Bucla de cuplaj se plasează de regulă la mijlocul distanței dintre cele două capete ale cilindrului anodic (în unele cazuri se plasează la capete). Valoarea cuplajului este stabilită în funcție de doi factori: pentru mărirea cantității de energie transmisă sarcinii cuplajul trebuie să fie strîns; însă cuplajele strînse diminuează factorul de calitate al sistemului oscilant, fapt ce duce la o dependență puternică a frecvenței de sarcină și de regimul de funcționare; în cazul unor cuplaje foarte strînse, poate avea loc ieșirea din oscilație. Sistemele de ieșire de tip coaxial se utilizează la lungimi de undă relativ mari, $\lambda \gtrsim 3$ cm; la lungimi de undă mici dimensiunile buclei și ale întregului sistem devin foarte mici și ridică probleme constructive; dar chiar la lungimi de undă mari sistemul coaxial devine neutilizabil în cazul unor puteri de ieșire foarte mari, datorită rigidității dielectrice insuficiente.

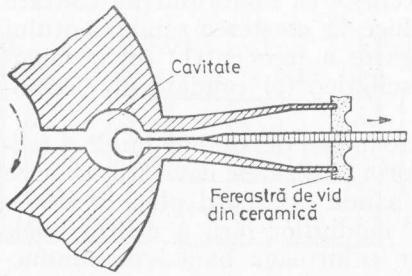


Figura 5.27. Cuplaj cu sarcina de tip coaxial.

La lungimi de undă mici și mai ales în cazul unor puteri mari se utilizează sistemul de ieșire de tip ghid de undă (fig. 5.28). Adaptarea impedanței interne a magnetronului cu cea a ghidului de transmisie se realizează cu un tronson de ghid de undă în $\lambda/4$, care, prin intermediul unei fante, comunică cu una dintre cavitățile rezonante. Între tronsonul ghidului de adaptare și ghidul de transmisie este plasată o „fereastră de microunde" din ceramică specială (oxizi de beriliu) care separă partea vidată a magnetronului de ghidul exterior.

Catodul. Caracteristicile și regimul de funcționare a magnetronului depind de parametrii constructivi ai catodului mult mai critic decît în cazul altor dispozitive de microunde. Întrucît dimensiunile geometrice ale catodului sînt strict limitate de către diametrul d_a și lungimea l_a a blocului anodic și de raportul r_c/r_a, se pun probleme deosebite cu privire la densitatea curentului de emisie (emisivitate). Astfel, la lungimi de undă $\lambda > 10$ cm sînt necesare densități de curent de ordinul $j_e = (10 - 20)$A/cm²; pentru $\lambda \simeq 3$ cm, $j_e = (30 - 40)$ A/cm², pentru $\lambda < 1$ cm, $j_e = (90 - 100)$ A/cm²; aceste valori ale lui j_e pot fi obținute de la catozi cu încălzire indirectă și puternic activați (cerințele asupra lui j_e sînt și mai drastice la magnetroanele cu funcționare în impulsuri). Trebuie ținut seama și de faptul că electronii cu fază nefavorabilă se întorc din nou pe catod; puterea comunicată catodului pe această cale poate reprezenta pînă la 20% din puterea de ieșire; totodată are loc o puternică emisie secundară de pe catod; astfel o fracțiune importantă a curentului anodic este datorată încălzirii suplimentare a catodului (prin bombardament efectuat de către electroni cu fază nefavorabilă) și emisiei secundare.

Construcția catodului este arătată în figura 5.29; filamentul este realizat din metale greu fuzibile; cilindrul este din nichel poros, acoperit cu un strat de oxizi de Ba sau Cs. La capetele catodului sînt fixate „discuri de protecție", care au rolul de a limita pierderile de

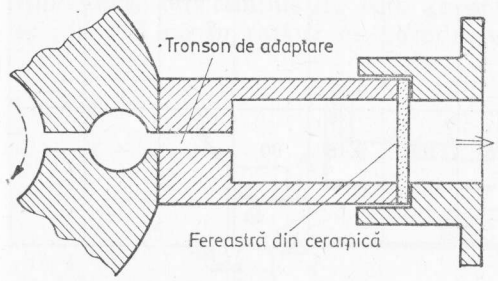


Figura 5.28. Cuplaj cu sarcina prin ghid de adaptare.

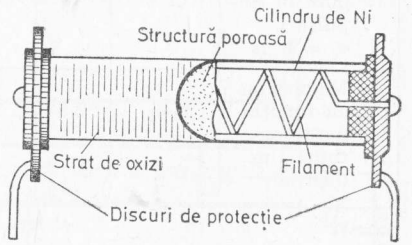


Figura 5.29. Construcția catodului utilizat în magnetron.

electroni; în scopul evitării emisiei secundare, aceste discuri sînt construite din materiale cu coeficient de emisie secundară mic.

În multe magnetroane de putere mare, după amorsarea oscilațiilor curentul de încălzire a filamentului este mult micșorat deoarece curentul anodic este menținut datorită emisiei secundare și încălzirii suplimentare a catodului prin bombardament cu electroni de fază nefavorabilă. Durata de viață a catodului, cuprinsă între 800 și 2000 ore, este factorul principal care determină durata de viață a magnetronului; celelalte elemente constructive ale magnetronului își păstrează parametrii neschimbați un timp mai îndelungat.

În tabelul V.2 sînt dați parametrii unor exemplare tipice de magnetroane.

Tabelul V.2

	Tipul de magnetron	Frecvența de lucru (GHz)	Putere de ieșire (kW)	U_A (kV)	I_A (A)	B_0 (T)	η_T %	Număr de cavități	Separarea modurilor	Tirîrea frecvenței (MHz)
1	Magnetron în banda $\lambda = 10$ cm, cu funcționarea în impulsuri, $\tau_i = 1$ μs	2,7–2,9	1200	27	65	0,29	63	8, cilindrice cu fantă	10	10
2	Magnetron în banda $\lambda = 3$ cm, cu funcționare în impulsuri, $\tau_i = 2$ μs	9,375	280	22	27	0,56	36	16, cilindrice cu fantă	13,5	14
3	Magnetron în banda $\lambda = 3$ cm, cu funcționare în impulsuri, $\tau_i = 1$ μs	9,375	1500	33	83	—	50	40 (vană)	5	16
4	Magnetron cu funcționare continuă (industrial)	2,45	2,5	5	0,9	0,15	60	—	—	—

Capitolul VI

TUBURI CU UNDĂ PROGRESIVĂ ȘI CU UNDĂ INVERSĂ DE TIP *M*

VI.1. Tuburi cu undă progresivă de tip *M* (TUPM)

VI.1.1. Funcționarea TUPM ca amplificator de microunde

Trăsătura generală a tuburilor de microunde de tip *M* este aceea că în spațiul de interacțiune deplasarea electronilor are loc în prezența cîmpurilor statice $\vec{E}_0$ și $\vec{B}_0$ ortogonale între ele și perpendiculare pe direcția de mișcare. Drept urmare, transferul de energie de la fasciculul de electroni spre cîmpul de r.f. se efectuează pe seama variației energiei potențiale a electronilor; energia cinetică rămîne neschimbată; astfel interacțiunea poate fi menținută la parametrii optimi într-un interval de timp suficient de mare; prin urmare, aceste dispozitive sînt capabile să realizeze randamente mai ridicate decît TUPO și TUIO.

Construcția TUPM este arătată schematic în figura 6.1 și cuprinde: tunul electronic, format din catodul emisiv K și anodul de accelerație A_c; sistemul (linia) de întîrziere LI, prevăzut cu elementele de cuplaj b_1 și b_2 pentru introducerea și extragerea energiei; atenuatorul A_t; electrodul negativ (catod „rece" sau electrod „talpă") ET; colectorul de electroni C. Sînt prezente cîmpurile $\vec{B}_0$ și $\vec{E}_0$ perpendiculare pe direcția de mișcare a electronilor: inducția $\vec{B}_0$ este realizată cu ajutorul unui magnet permanent sau a unui electromagnet, iar cîmpul $\vec{E}_0$ este creat de către tensiunile V_T și V_{LI} (se observă că în raport cu catodul emisiv K sistemul de întîrziere

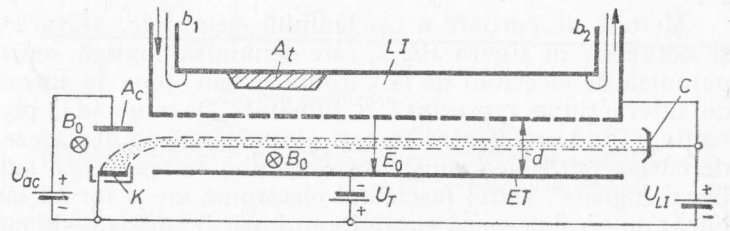


Figura 6.1. Principiul de construcție al tubului cu undă progresivă de tip *M* (TUPM).

are o tensiune pozitivă, iar electrodul „talpă" o tensiune negativă). Toate elementele constructive sînt plasate într-o incintă vidată (de regulă metalică).

În condiții statice (în absența cîmpului de r.f. în sistemul de întîrziere și spațiul de interacțiune, funcționarea decurge astfel. Electronii emiși de catodul cald K sînt accelerați de către anodul A_c, iar traiectoria lor este curbată de către inducția B_0 astfel încît acești electroni intră în spațiul de interacțiune cu viteza $v_0 = (2qU_{ac}/m)^{1/2}$, avînd direcția paralelă cu electrozii LI și ET. Traiectoriile electronilor în spațiul de interacțiune pot fi determinate cu ajutorul ecuațiilor generale care descriu mișcarea electronilor în cîmpuri $\vec{E}_0$ și $\vec{B}_0$ ortogonale. Aceste ecuații sînt similare cu cele de la magnetronul plan (V.1.1) și descriu curbe trohoidale; notînd cu y_0 ordonata în raport cu ET a electronilor care intră în spațiul de interacțiune, prin analogie cu (5.5b) se poate scrie (ținînd seama de faptul că în figura 6.1 abscisa este z și $v_{0y} = 0$)

$$y - y_0 = \frac{v_c - v_{0z}}{\omega_c}(1 - \cos \omega_c t). \tag{6.1}$$

Curba trohoidală se transformă în dreaptă atunci cînd membrul drept al ecuației (6.1) devine zero, adică

$$1 - v_{0z}B_0/E_0 = 0, \tag{6.2}$$

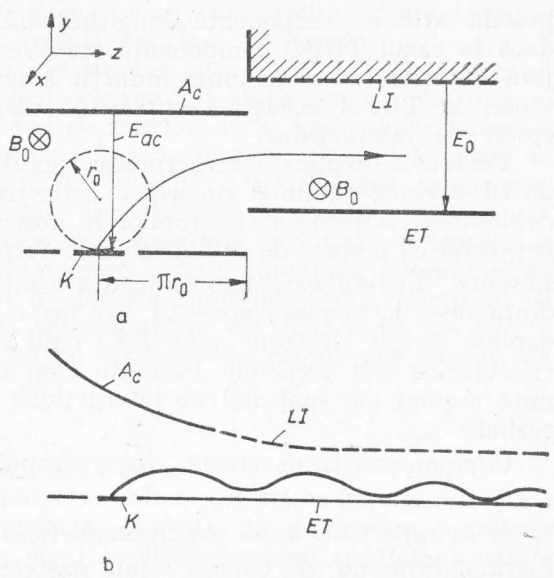
unde $E_0 = (V_{LI+} + |V_T|)/d = V_{tot}/d$. Introducînd condiția (6.2) în cea de a doua ecuație parametrică a trohoidei (5.5a) se obține ($z_0 = 0$)

$$z = v_c t = E_0 t/B_0. \tag{6.3}$$

Rezultă că electronii se deplasează rectiliniu în lungul sistemului de întîrziere cu viteza v_c, adică cu viteza de deplasare a centrului cercului care generează trohoida în magnetronul plan. Din condiția $v_{0z} = v_0$ se stabilește o relație utilă între tensiunile aplicate pe electrozi, distanța dintre ET și LI și valoarea inducției $\vec{B}_0$. După o curbă inițială din regiunea tunului electronic, traiectoriile devin rectilinii și electronii formează un fascicul paralel cu electronii LI și FT.

Metoda de curbare a fasciculului electronic, arătată în figura 6.1 și detaliată în figura 6.2,a, este denumită „optică scurtă". Distanța parcursă de electroni de la catodul emisiv pînă la intrarea în spațiul de interacțiune reprezintă o jumătate de trohoidă, proiecția pe direcția z fiind πr_0. Pentru ca toți electronii să se deplaseze după astfel de curbe, porțiunea emisivă a catodului se realizează sub forma unei benzi înguste; astfel fasciculul electronic are o formă laminară (panglică) de grosime mică și lărgime (după z) suficient de mare. În figura 6.2, b este arătată o altă metodă de obținere a fasciculelor laminare,

Figura 6.2. Metode de curbare a fasciculului electronic:
a — „optică scurtă"; b — „optică lungă".



numită „optică lungă": anodul accelerator și sistemul de întîrziere formează o structură continuă, avînd distanța variabilă față de planul catodului emisiv și al electrodului talpă.

Considerăm acum că la intrare se aplică un semnal de microunde, iar în lungul sistemului de întîrziere se propagă o undă electromagnetică avînd lungimea de undă λ_{si}. În condiții de sincronism viteza de deplasare rectilinie a electronilor, v_{0z}, trebuie să fie egală cu viteza de fază a undei electromagnetice. Configurația cîmpului de r.f. în spațiul de interacțiune este arătată în figura 6.3,a. Acest cîmp

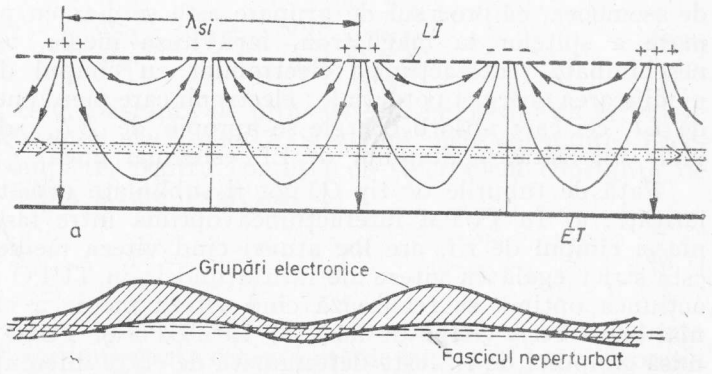


Figura 6.3. Gruparea fasciculului electronic în TUPM:
a — configurația cîmpului de r.f. în spațiul de interacțiune; b — fascicul electronic grupat.

posedă atît o componentă longitudinală cît și una transversală; dacă în cazul TUPO componenta transversală a cîmpului era neglijată datorită prezenței unei inducții longitudinale statice foarte intense, la TUPM această componentă influențează substanțial procesele de interacțiune.

Pentru a explica interacțiunea fluxului de electroni cu cîmpul de r.f. trebuie subliniat un aspect fizic important, anume faptul că deplasarea rectilinie a electronilor în absența cîmpului de r.f. poate fi privită ca o stare de echilibru între forțele electrostatice și forțele Lorentz. Într-adevăr, sub influența cîmpului $\vec{E}_0$ electronii au tendința de a se deplasa spre LI, iar forța Lorentz are tendința de a deplasa acești electroni spre ET; cînd cele două forțe sînt egale, traiectoriile sînt rectilinii. Prezența cîmpului de r.f. face ca în anumite regiuni ale spațiului de interacțiune acest echilibru să fie perturbat.

Componenta transversală, $\vec{E}_t$, a cîmpului de r.f. se adună sau se scade din cîmpul static $\vec{E}_0$; astfel electronii vor fi accelerați sau încetiniți în raport cu unda electromagnetică din sistemul de întîrziere; îngrămădirile de electroni ce iau naștere sînt plasate în regiunile unde componenta longitudinală este frînantă. Componenta longitudinală, $\vec{E}_l$, modifică ordonata electronilor (distanța de la ET): în regiunile unde $\vec{E}_l$ este acceleratoare electronii absorb energie de la cîmp, iar traiectoriile lor sînt curbate spre ET; în regiunile unde $\vec{E}_l$ este frînantă electronii cedează energie cîmpului, iar traiectoriile lor sînt deviate spre LI. Prin urmare, are loc un proces de grupare a fasciculului electronic (fig. 6.3, b), proces care se manifestă în principal prin modificarea configurației fluxului și nu prin variația densității sarcinii, cum se întîmplă la tuburile de tip O. Se observă, de asemenea, că procesul de grupare este similar cu procesul de formare a spițelor la magnetron, iar viteza medie, $v_{0z} = v_0$, rămîne neschimbată. Interacțiunea electronilor cu cîmpul de r.f. duce la modificarea energiei potențiale: electronii care pierd energie se apropie de LI, cei care absorb energie se apropie de ET, adică în regiuni unde intensitatea cîmpului de r.f. este mai mică.

Față de tuburile de tip O, pot fi subliniate următoarele particularități: a) În TUPM interacțiunea optimă între fasciculul electronic și cîmpul de r.f. are loc atunci cînd viteza medie a electronilor este strict egală cu viteza de fază a undei; în TUPO și TUIO interacțiunea optimă se realizează cînd viteza medie a electronilor este mai mare decît viteza de fază. b) În TUPO și TUIO energia transmisă cîmpului de r.f. este determinată de către diferența dintre viteza electronilor și cea de fază, prin urmare randamentul este limitat de către diferența maximă admisă între cele două viteze; în TUPM

energia transmisă cîmpului de r.f. se traduce prin variația energiei potențiale, variație care poate fi suficient de largă.

Procesul de amplificare este similar cu cel din TUPO. Semnalul de microunde se propagă prin sistemul de întîrziere de la intrare spre ieșire; datorită absorbției de energie de la fasciculul electronic, amplitudinea cîmpului crește treptat cu distanța; astfel la ieșire se obține un semnal amplificat. Ca urmare a neadaptării cu sarcina, în LI pot exista unde reflectate spre intrare; în scopul evitării autooscilației, sistemul de întîrziere este prevăzut cu un atenuator situat la distanța $l_0 = l/3$ față de intrare (l este lungimea sistemului de întîrziere). În urma cedării de energie cîmpului de r.f. electronii își modifică energia potențială apropiindu-se tot mai mult de LI; o bună parte din electroni cad pe structura LI, restul sînt captați de colector.

VI.1.2. Teoria elementară a TUPM

Presupunem că este realizată condiția de sincronism, $v_{0z} = v_p$. În condiții de semnal mic și al neglijării sarcinii spațiale, variația componentei de r.f. a curentului de fascicul, I_1, pe distanța dz este proporțională cu intensitatea cîmpului (componenta după z)

$$dI_1 = k_1 E_z \, dz; \tag{6.4}$$

la rîndul ei, variația componentei E_z a cîmpului de r.f. este proporțională cu intensitatea curentului, I_1,

$$dE_z = k_2 I_1 dz. \tag{6.5}$$

Din ultimele două relații se obține

$$\frac{d^2E_z}{dz^2} = \Gamma^2 E_z, \quad \frac{d^2I_1}{dz^2} = \Gamma^2 I_1, \tag{6.6}$$

unde $\Gamma^2 = k_1 k_2$ este constanta de propagare a sistemului de întîrziere în prezența fasciculului electronic; k_1 și k_2 sînt niște constante. Efectuînd calcule complete, pentru condiția de sincronism constanta de propagare este reală și are expresia [1]

$$\Gamma^2 = \frac{Z_c \, \omega \, d}{Z_e \, v_p} \operatorname{cth} \frac{\gamma_0}{v_p}, \tag{6.7}$$

unde: Z_e este impedanța electronică a fasciculului, d este distanța dintre LI și ET, iar impedanța echivalentă de cuplaj, Z_c, are expresia

$$Z_c = E_z^2 v_p^2 / 2\omega^2 W, \tag{6.8}$$

prin W notîndu-se energia cîmpului de r.f. Luînd $I_1 = 0$ și $E_z = 0$, pentru $z = 0$, distribuțiile cîmpului și curentului sînt date de legile

$$E_z \sim \mathrm{ch}\Gamma z, \quad I_1 \sim \mathrm{sh}\Gamma z, \tag{6.9}$$

iar Γ devine coeficientul de amplitudine al tubului.

Randamentul TUPM. Interacțiunea dintre fascicul și cîmpul de r.f. se manifestă prin variația energiei potențiale a electronilor. Presupunem că regimul de funcționare este astfel ales încît electronii care cedează energie sînt captați la capătul sistemului de întîrziere. Notînd cu U_{y0} potențialul corespunzător ordonatei fasciculului electronic, variația energiei potențiale este

$$W_{pot} = q(U_{LI} - U_{y0}) = qU_{pot}. \tag{6.10}$$

Energia disipată pe LI este

$$W_d = mv_c^2/2 = qU_{ec}, \tag{6.11}$$

unde U_{ec} este un potențial continuu echivalent, corespunzător vitezei v_c, anume $U_{ec} = mv_c^2/2q$. Randamentul electronic are expresia

$$\eta_e = \frac{W_u}{W_{pot}} = \frac{W_{pot} - W_d}{W_{pot}} = 1 - \frac{U_{ec}}{U_{pot}}. \tag{6.12}$$

Tensiunea echivalentă este determinată în principal de către raportul de întîrziere, c/v_p, al sistemului LI. Luînd sisteme de întîrziere cu raportul c/v_p mare, adică cu v_p mici, tensiunea U_{ec} este mică ($v_c = v_p$); astfel se pot obține randamente ridicate. Din relația (6.12) rezultă că în TUPM (la fel ca și în magnetron) randamentul nu are limitări de principiu: prin creșterea continuă a lui U_{pot}, crește și η_e, tinzînd spre 1. Totuși valori mari ale lui U_{pot} necesită valori foarte mari ale inducției B_0, uneori nerealizabile în practică. Trebuie avute în vedere încă două aspecte: (a) nu toți electronii, după interacțiune, cad pe LI și experimentele arată că valoarea dată de (6.12) trebuie multiplicată cu 0,8; (b) un alt factor care reduce randamentul η_e este mișcarea cicloidală a unei fracțiuni importante de electroni (dimensiunea catodului după Z este finită); acești electroni ating ordonata de potențial $U_0 = 4U_{y0}$, fapt ce reduce energia potențială care poate fi transferată cîmpului; astfel expresia finală a randamentului devine

$$\eta_e = 0{,}8(1 - k_0 U_{ec}/U_{pot}), \tag{6.13}$$

unde k_0 are valori cuprinse între 1 și 4, depinzînd de traiectoriile electronilor; în practică se obțin $\eta_e = 40-60\%$, la fel ca în magnetroanele moderne.

Cîștigul TUPM. Pornind de la teoria de semnal mic și considerînd un fascicul infinit subțire, cîștigul poate fi exprimat printr-o relație similară cu cea găsită la TUPO (vezi (4.34)), anume

$$G = A + BND_0 \text{ dB}, \tag{6.14}$$

unde: A caracterizează micșorarea semnalului de intrare datorită faptului că în sistemul de întîrziere se propagă trei unde directe, avînd constantele de propagare Γ_1, Γ_2, Γ_3 (la TUPO $A = -9{,}54$ dB, la TUPM $A \simeq -6$ dB); B este un factor care are valoarea $B = 54{,}6$ dB (la TUPO $B = 47{,}3$ dB); N este numărul de lungimi de undă, λ_{st}, dispuse pe lungimea sistemului de întîrziere și are valori de $N = 10 - 30$; D_0 este un parametru de amplificare normat (similar cu C_0 de la TUPO) și are expresia [3]

$$D_0 = [(K_s I_0/F_0)\beta_e \,\mathrm{cth}\, \beta_e Y_0]^{1/2} \tag{6.15}$$

(K_s este impedanța de cuplaj, I_0 este curentul continuu al fasciculului, $\beta_e = \omega/v_0$ este constanta de propagare electronică); valorile lui D_0 sînt cuprinse între 0,02 și 0,2. În TUPM se pot obține în mod curent cîștiguri $G = 30-60$ dB într-o bandă de frecvențe foarte largă; desigur, în cazul utilizării atenuatorului A_t, cîștigul total, G_t, are valori mai mici.

Trebuie subliniat că în TUPM există o anumită contradicție între cerințele de cîștig mare și randament ridicat. În scopul obținerii unui randament ridicat fasciculul electronic trebuie să fie plasat la o distanță cît mai mare de LI (pentru o distanță d între LI și ET fixată); fiind dat că intensitatea cîmpului de r.f. scade rapid cu distanța de la LI, în acest caz are loc scăderea interacțiunii fascicul-undă, fapt ce diminuează cîștigul G. Există amplificatori cu TUPM care pot da în impulsuri puterea de 1 MW cu $\eta_e \geqslant 45\%$ la $\lambda = 10$ cm.

VI.2. Tuburi cu undă inversă de tip *M* (TUIM)

Construcția TUIM în varianta plană este arătată în figura 6.4 și cuprinde aceleași elemente ca și TUPM: tunul electronic format din catodul cald, K, și anodul de accelerație, A_c; sistemul de întîr-

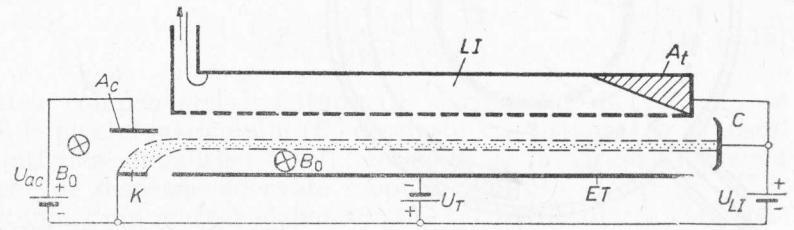


Figura 6.4. Construcția tubului cu undă inversă de tip M (TUIM).

ziere, LI, prevăzut numai cu o singură buclă de cuplaj (cu sarcina), b; atenuatorul A_t, situat la capătul dinspre colector; electrodul negativ (electrodul talpă), ET; colectorul de electroni, C. Toate elementele sînt situate într-o incintă vidată. Sînt prezente cîmpurile $\vec{B}_0$ și $\vec{E}_0$, ortogonale și perpendiculare pe direcția de mișcare a electronilor. Formarea fasciculului rectiliniu de electroni decurge la fel ca în TUPM. Adesea TUIM este numit carcinotron de tip M (CM).

Fiind dat că TUIM funcționează ca generator de microunde, condiția de sincronism necesară interacțiunii optime se realizează prin egalizarea vitezei v_{0z} a electronilor din fascicul cu viteza de fază a unei armonici spațiale negative a cîmpului de r.f., la fel ca în TUIO. Sistemul de întîrziere trebuie să aibă o astfel de structură încît armonica spațială negativă să fie suficient de pronunțată; viteza de fază respectivă are sensul fasciculului, iar sensul vitezei de grup, care reprezintă sensul de propagare a energiei, este de la colector spre catodul cald. Gruparea fasciculului de electroni decurge ca la TUPM. Trebuie avut în vedere că datorită atenuatorului fixat la capătul din dreapta LI, condițiile la limită pentru curentul I_1 și cîmpul E_z devin $I_1(z = 0) = 0$ și $E_z(z = l) = 0$; de asemenea, datorită sensurilor diferite de propagare a fasciculului și a energiei de microunde, în ecuațiile (6.5) și (6.6) se introduce semnul minus; drept urmare distribuțiile cîmpului și curentului sînt date de legile

[1] $$E_z \sim \cos \Gamma z, \quad I_1 \sim \sin \Gamma z. \tag{6.16}$$

Randamentul electronic are valori date aproximativ de relația (6.13). Condițiile de autooscilație sînt similare cu cele de la TUIO.

O construcție interesantă de TUIM este cea de formă circulară, arătată în figura 6.5. Deși are o mare asemănare cu magnetronul,

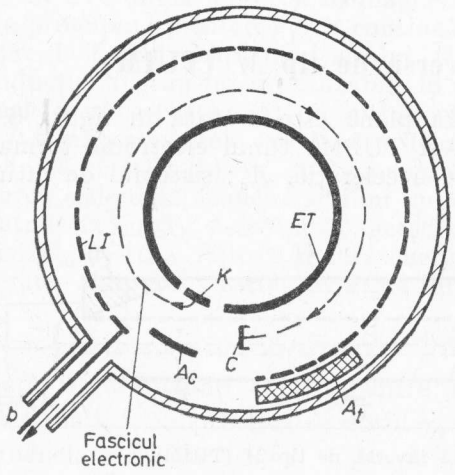


Figura 6.5. Construcția TUIM de formă circulară.

trebuie observat că atît fasciculul electronic cît și sistemul de întîrziere nu reprezintă structuri închise (recirculatorii). Atenuatorul este situat la capătul dinspre colector al sistemului de întîrziere, iar bucla de extragere a energiei la capătul dinspre catodul cald. Un avantaj foarte important al construcției circulare este acela că ocupă un volum mai mic; astfel se pot realiza mai ușor valorile necesare ale inducției $\vec{B}_0$. Datorită acestui avantaj au fost propuse construcții circulare și pentru TUPM.

Acordul electronic al TUIM se realizează prin aceleași metode ca și la TUIO; particularitatea acordului electronic al TUIM constă în faptul că între frecvența de oscilație și tensiunea variabilă există o dependență liniară. Viteza electronilor din fascicul este egală cu E_0/B_0, fiind direct proporțională cu tensiunea totală între LI și ET. Dacă se presupune că sistemul de întîrziere are o caracteristică de dispersie liniară, atunci viteza de fază a undei inverse (fundamentale) este o funcție liniară de frecvență. Acordul electronic, realizat din condiția de sincronism a fasciculului electronic cu viteza de fază, se exprimă printr-o relație liniară de forma

$$f = K_M U_{tot}, \tag{6.17}$$

unde constanta K_M este determinată de construcția sistemului de întîrziere și de valoarea lui B_0 (în cazul TUIO relația are forma $f = K_0 U_0^2$). Rezultă că la TUIM aceeași variație a tensiunii produce o gamă mai largă de variație a frecvenței decît la TUIO. Trebuie subliniat că acordul electronic la TUIM și TUIO are un neajuns important, anume reglarea tensiunii este însoțită de variații mari ale curentului; astfel pentru acordul electronic se consumă o cantitate importantă de energie.

Sisteme de întîrziere. Forma laminară (de panglică) a fasciculului electronic din TUPM și TUIM permite utilizarea unor sisteme de întîrziere de cele mai diverse forme. Cîteva exemple de structuri sînt arătate în figura 6.6; dimensiunile părților componente se aleg în funcție de dimensiunile transversale ale fasciculului, urmărindu-se realizarea unor valori mari pentru impedanța echivalentă de cuplaj. În condiții de sincronism, impedanța echivalentă de cuplaj are expresia generală:

$$Z_c = \frac{E_z E_z^*}{2\Gamma_0^2 W}. \tag{6.18}$$

Intensitatea componentei longitudinale a cîmpului de r.f., E_z, se consideră la nivelul fasciculului (E_z descrește cu distanța de la sistemul de întîrziere după legea $e^{-\Gamma_0 y}$); totodată se urmărește obținerea unor curbe de dispersie adecvate scopului propus.

În ultimul timp au fost elaborate structuri de întîrziere care conțin și o secțiune „rezonantă". Interacțiunea fasciculului electronic

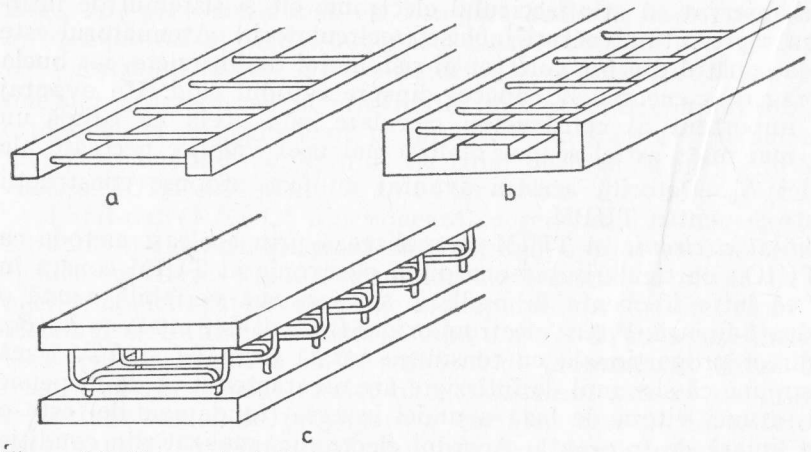


Figura 6.6. Sisteme de întîrziere pentru TUPM și TUIM.

cu secțiunea rezonantă (introdusă în mod intenționat) mărește impedanța echivalentă de cuplaj; drept urmare are loc micșorarea curentului prag, I_{0p}, de amorsare a oscilațiilor, și stabilizarea frecvenței. O astfel de structură este utilizată în construcția tubului „ledatron" [40], arătat schematic în figura 6.7, a. Structura rezonantă este constituită dintr-o cavitate Fabry-Pérot acordabilă; astfel interacțiunea rezonantă poate fi menținută într-o gamă largă de acord. Una din fețele cavității Fabry-Pérot este prevăzută cu o serie de canale perpendiculare pe direcția de mișcare a fasciculului, structura putînd suporta unde întîrziate. La o construcție prevăzută să funcționeze în banda $\lambda = 1-4$ mm au fost observate două moduri de interacțiune: (a) în cazul modului „Fabry-Pérot" fasciculul interacționează cu unda staționară din cavitate, energia putînd fi extrasă prin borna a; (b) în cazul modului „undă de suprafață" fasciculul electronic interacționează cu o undă inversă, care se propagă la suprafața structurii graticulare, iar puterea de ieșire este extrasă cu o antenă horn. Modul de oscilație dorit poate fi ales prin ajustarea poziției oglinzii cavității. Experimental s-au obținut oscilații în banda de $\lambda = 1$ mm, cu putere de ieșire $W_{ieș} \simeq 300$ mW, banda de acord fiind de aproximativ 40%. În cazul modului Fabry-Pérot acordul într-o bandă atît de largă se obține prin varierea atît a tensiunii de accelerare a fasciculului cît și a distanței dintre plăcile cavității; în figura 6.7, b este arătată dependența dintre puterea de ieșire și lungimea de undă pentru modul Fabry-Pérot cînd se variază numai tensiunea de accelerare a fasciculului. Ledatronul este în curs de perfecționare și se estimează [10, 41] că poate deveni un dispozitiv cu funcționare eficientă în banda undelor submilimetrice.

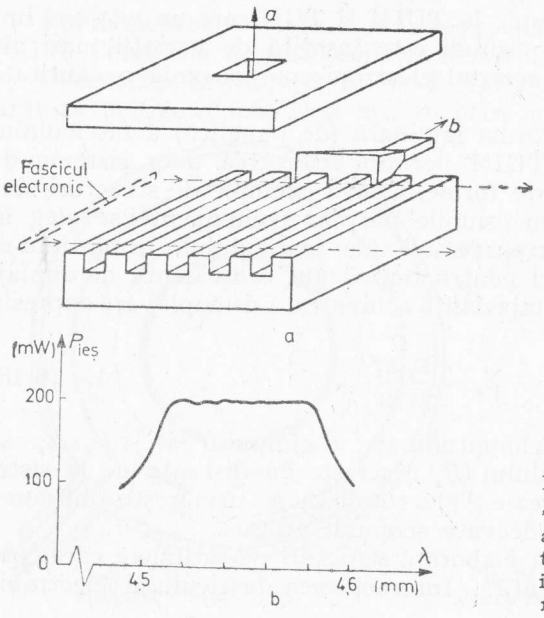


Figura 6.7. Tubul de tip „ledatron":
a — structura sistemului de întîrziere; b — variația puterii de ieșire în funcție de λ pentru modul „Fabry-Pérot".

VI.3. Platinotronul

Din categoria tuburilor de microunde de tip M, în lucrarea de față au fost tratate magnetronul, TUPM și TUIM. Există însă o gamă largă de variante constructive a tuburilor de tip M; dintre acestea ne oprim asupra platinotronului, care prezintă unele particularități interesante pentru aplicațiile practice. În principiu platinotronul reprezintă un amplificator de microunde realizat cu ajutorul unui tub cu undă inversă de tip M (TUIM) în regim de amplificare. Tubul propriu-zis are cîteva particularități constructive (fig. 6.8): este de construcție circulară, electrodul talpă (negativ) joacă rol și de catod emisiv ca și la magnetron, structura de întîrziere formează o buclă deschisă, iar fasciculul electronic (grupat în spițe) formează o buclă recirculatorie. Se constată că platinotronul ocupă o poziție intermediară între TUIM, la care atît structura de întîrziere cît și fasciculul electronic constituie sisteme deschise cu intrări și ieșiri distincte, și magnetron la care atît structura de întîrziere cît și fasciculul electronic constituie sisteme închise (recirculatorii). Datorită faptului că structura de întîrziere este deschisă, platinotronul poate funcționa stabil ca amplificator de microunde într-o bandă largă de frecvențe (în acest caz adesea tubul este numit *amplitron*).

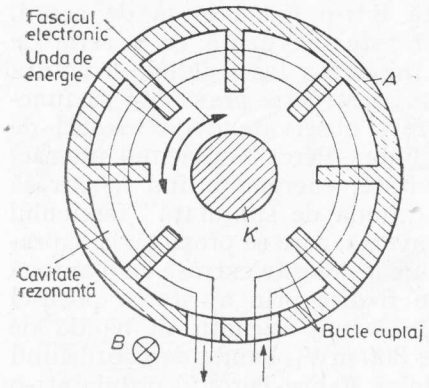


Figura 6.8. Structura platinotronului.

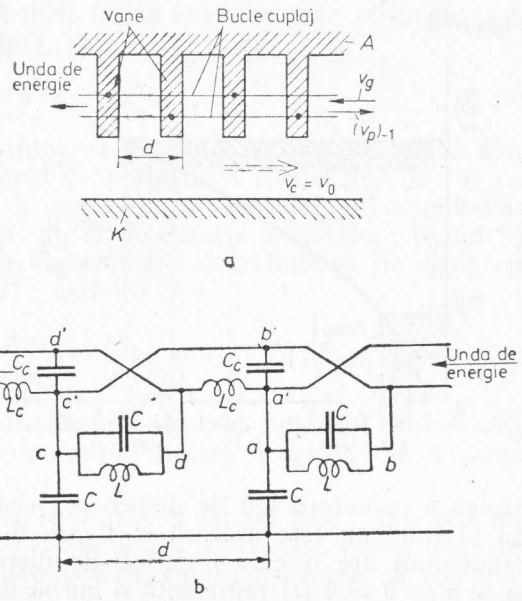
Blocul anodic cu sistemul de cavităţi precum şi catodul emisiv au forme cilindrice ca şi la magnetron ; în scopul eliminării posibilităţii de autooscilaţie (pe modul π) amplitronul are totdeauna un număr impar de cavităţi în blocul anodic. Sensul inducţiei magnetice se alege astfel încît spiţele electronice să se rotească în sens opus faţă de circulaţia energiei de microunde în sistemul de întîrziere. Acesta din urmă este constituit din două panglici metalice şi cavităţile rezonante anodice; ieşirea este separată de intrare. Coeficientul de amplitudine este relativ mic, de regulă 15—20 dB, iar circulaţia semnalului prin sistemul de întîrziere „la rece" suferă o atenuare neglijabilă (aproximativ 0,5 dB).

Caracteristica de dispersie a structurii de întîrziere. O porţiune a structurii de întîrziere a platinotronului şi schema echivalentă corespunzătoare sînt reprezentate în figura 6.9. Elementele din schema echivalentă au semnificaţiile: L şi C sînt inductanţa, respectiv, capacitatea echivalentă a unei cavităţi rezonante separate, L_{sp}, C_{sp} sînt inductanţa, respectiv, capacitatea specifică (aferente unei cavităţi) a panglicilor metalice, iar C_{ak} este capacitatea unui segment anodic în raport cu catodul.

Se poate considera că cele două panglici metalice, conectate alternativ la segmentele blocului anodic, formează o linie de transmisie prin care se propagă energia de microunde a modului de undă dorit ; sensul de propagare este de la dreapta spre stînga (coincide cu sensul vitezei de grup v_g), iar spiţele fasciculului electronic se deplasează în sens invers.

Defazajul undei, produs de către linia de transmisie între două segmente anodice, se notează cu θ ; conectarea intercalată a panglicilor metalice produce un defazaj suplimentar de π. Pentru un observator care se deplasează în spaţiul de interacţiune (paralel cu blocul

Figura 6.9. Sistemul de întîrziere al planitotronului : a — secţiune în structura fizică ; b — schema echivalentă.



anodic) de la dreapta spre stînga, cu viteza v va întîlni un cîmp de r.f. de fază constantă, dacă este satisfăcută relaţia

$$\frac{\omega d}{v} = \theta + \pi + 2n\pi \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots). \tag{6.19}$$

Prin urmare, viteza care satisface condiţia de sincronism, şi care poate fi considerată ca viteza de fază a unei armonici spaţiale a cîmpului de microunde, în sistemul de întîrziere, este

$$v = v_{pn} = \frac{\omega d}{\pi + \theta + 2n\pi}. \tag{6.20}$$

Avînd în vedere că, de regulă, $\theta < \pi$, cea mai mare viteză de fază (în valoare absolută) se obţine pentru prima armonică spaţială inversă cu $n = -1$, anume

$$(v_p)_{-1} = -\omega d/(\pi - \theta) ; \tag{6.21}$$

această armonică trebuie considerată ca fundamentală pentru structura de întîrziere a platinotronului, arătată în figura 6.9.

Caracteristica de dispersie a structurii de întîrziere pentru armonica $n = -1$ poate fi reprezentată prin dependenţele $\varphi = \pi - \theta = \psi_1(f)$ sau $\theta = \psi_2(f)$; expresia analitică a caracteristicii se poate obţine din analiza circuitului echivalent din figura 6.9, b. Forma

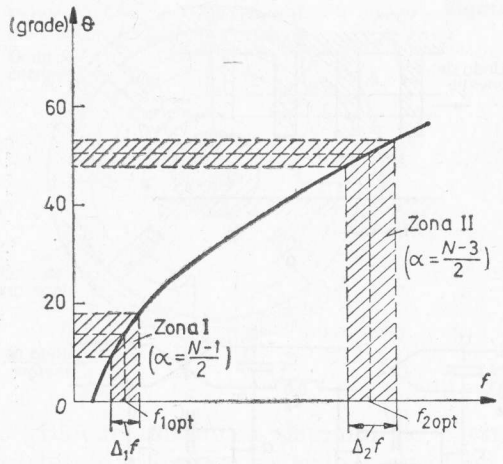


Figura 6.10. Caracteristica de dispersie a platinotronului.

tipică a caracteristicii de dispersie a sistemelor de întîrziere utilizate în platinotron este arătată în figura 6.10. Trebuie observat că platinotronul are o caracteristică de dispersie anormală; într-adevăr, $\varphi = \pi - \theta = \psi_1(f)$ reprezintă o curbă descrescătoare cu frecvenţa în timp ce viteza de fază creşte cu frecvenţa. Semnul minus din relaţia (6.21) arată că dispersia este negativă, adică observatorul (spiţa electronică) trebuie să se deplaseze în sens opus faţă de propagarea energiei. Prin urmare, funcţionarea normală a platinotronului ca amplificator este asigurată pentru un sens al inducţiei magnetice $\vec{B}$ bine precizat.

Zone de amplificare. Sincronismul spiţelor electronice cu unda inversă fundamentală este asigurat dacă viteza medie a electronilor din spiţă (egală cu viteza v_c a centrului cercului care prin rostogolire generează cicloide) este egală cu viteza de fază $(v_p)_{-1}$. Pentru valori fixate, U_0 şi B, viteza v_c este constantă, în timp ce $(v_p)_{-1}$ este o funcţie de frecvenţă şi de forma caracteristicii de dispersie a structurii de întîrziere; astfel variaţia frecvenţei semnalului de intrare în jurul valorii f_{0m}, care marchează mijlocul benzii de trecere, duce la perturbarea sincronismului şi micşorarea cîştigului. Dacă tensiunea de alimentare anodică şi inducţia sînt fixate, practica arată că banda de trecere nu depăşeşte 3—5% din frecvenţa f_{0m}.

Aşa cum s-a arătat şi în cazul magnetronului, transferul de energie de la spiţele electronice spre cîmpul de r.f. este maxim dacă mijlocul spiţei trece prin faţa cavităţii, cînd componenta tangenţială a cîmpului de r.f. este maximă şi frînantă. Realizarea acestei condiţii în cazul platinotronului necesită ca spiţele electronice după ce efectuează revoluţii complete să sosească la ieşirea platinotronului în aceeaşi fază a cîmpului de r.f. Timpul necesar pentru o revoluţie completă

a unei spiţe electronice, astfel încît într-o cavitate dată să întîlnească cîmpul de r.f de fază constantă, este

$$\tau_T = \alpha T \pm \delta T \qquad (\alpha = 1, 2, \ldots), \tag{6.22}$$

unde δT reprezintă un mic interval de timp permis, de avans sau întîrziere; α reprezintă numărul de perioade a oscilaţiilor de r.f. pe durata unei rotaţii complete a spiţei electronice. Timpul unei revoluţii complete este funcţie de viteza de rotaţie a spiţelor; avînd în vedere condiţia de sincronism, această viteză trebuie să fie egală cu $(v_p)_{-1}$, dată de relaţia (6.21); astfel avem

$$\tau_T = \frac{2\pi r_a}{(v_p)_{-1}} = \frac{N}{\omega}(\pi - \theta), \tag{6.23}$$

unde r_a este raza blocului anodic, iar N este numărul de cavităţi (este inclusă şi cavitatea „inoperantă" (idler) situată între intrarea şi ieşirea structurii de întîrziere).

Interacţiunea dintre spiţele electronice şi cîmpul de r.f. este optimă cînd $\delta T = 0$; în acest caz defazajul θ are o serie de valori discrete optime, care rezultă prin introducerea valorii $\tau_T = \alpha T$ în (6.23)

$$\theta_{opt} = \pi(1 - 2\alpha/N). \tag{6.24}$$

Defazajul optim raportat la o singură cavitate este

$$\varphi_{opt} = \pi - \theta_{opt} = 2\pi\alpha/N; \tag{6.25}$$

o condiţie asemănătoare a fost găsită şi pentru magnetron.

În cazul platinotronului φ_{opt} are o natură diferită faţă de magnetron (numai fasciculul electronic este recirculatoriu) şi respectarea condiţiei (6.25) este mai puţin restrictivă; sînt posibile anumite deviaţii caracterizate prin termenul δT; astfel, prin luarea în consideraţie a relaţiei (6.22), defazajul capătă expresia

$$\varphi = \pi - \theta = \frac{2\pi\alpha}{N} \mp \frac{\omega\delta T}{N}. \tag{6.26}$$

Se observă existenţa unor *zone de amplificare* (porţiunile haşurate din figura 6.10) în jurul frecvenţelor optime f_{opt} corespunzătoare defazajelor optime φ_{opt}. Prima zonă de amplificare corespunde valorii maxime a lui α, care în cazul unui număr impar de cavităţi are valoarea $\alpha_1 = (N - 1)/2$; pentru următoarea zonă de amplificare avem $\alpha_2 = (N - 3)/2$ etc. Din figura 6.10 se observă că pe măsura creşterii numărului zonei, banda de trecere se lărgeşte, ca urmare a aplatizării caracteristicii de dispersie.

Consideraţii asupra parametrilor. Sînt de subliniat cîteva particularităţi ale platinotronului în raport cu alte tuburi de tip M. Ne

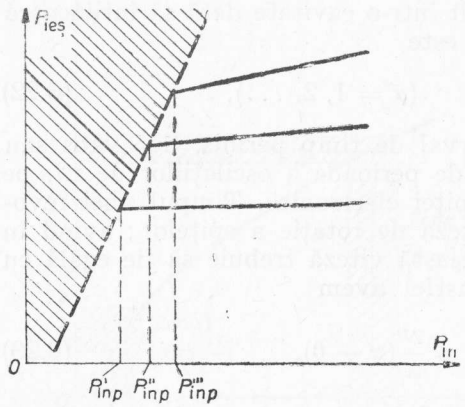


Figura 6.11. Variaţia puterii de ieşire în funcţie de puterea de intrare în platinotron.

oprim întîi asupra figurii 6.11, în care sînt reprezentate curbe ale puterii de ieşire în funcţie de puterea de intrare pentru diferite valori ale puterii consumate de la sursa de alimentare anodică.

1. Dacă, pentru o putere consumată P_0 constantă, puterea semnalului de intrare scade sub o valoare prag, P_{inp}, platinotronul nu mai reproduce forma şi spectrul semnalului de intrare. În acest regim, corespunzător porţiunii haşurate din figură, platinotronul generează o cantitate însemnată de zgomote şi intră în autooscilaţie, iar frecvenţa semnalului de ieşire nu mai este controlată de către semnalul de intrare. Acest aspect constituie un neajuns important al platinotronului şi trebuie ţinut seama de el mai ales în sistemele de măsurători.

2. Tot din figura 6.11 rezultă că, odată cu creşterea puterii semnalului de intrare are loc o scădere rapidă a cîştigului, $G = 10 \times \log (P_{ieş}/P_{in})$. Dacă în regim normal de funcţionare avem $G = 10-15$ dB, prin creşterea puterii semnalului de intrare cîştigul scade rapid la cîţiva dB.

3. Ca urmare a valorilor mici ale cîştigului, puterile de ieşire şi intrare sînt de acelaşi ordin de mărime şi randamentul electronic va avea expresia $\eta_e = (P_{ieş} - P_{in}/P_0)$; cu toate acestea, au fost realizate practic randamente ridicate, $\eta_e = 60-80$ dB. Aceste valori ridicate ale lui η_e precum şi banda relativ largă fac din platinotron un tub cu posibilităţi interesante în domeniul microundelor.

BIBLIOGRAFIE

(Partea I)

1. A. F. Harvey, *Microwave engineering*. Academic Press London-N. Y., 1963.
2. J. E. Rowe, *Nonlinear electron-wave interaction phenomena*, Academic Press, London-N. Y., 1965.
3. I. V. Lebedev, *Microwave electronics*, MIR Publishers, Moscow, 1974.
4. J. C. Slater, *Microwave electronics*, Dover Publications Inc., N.Y., 1969.
5. Gh. Rulea, *Tehnica frecvenţelor foarte înalte*, Editura didactică şi pedagogică, Bucureşti, 1972.
6. D. S. Gvozdover, *Teoriia elektronnîh priborov sverh vîsokih ceastot*, Gosizdat, Moskva, 1956.
7. R. Warnecke, *Tubes à modulation de vitesse*, Gauthier-Villars, Paris, 1951.
8. G. Faillon, „Rev. Tech. Thomson-CSF", vol. 8, p. 289, Nr. 2, 1976.
9. S. E. Webber, „IRE Trans. ED", vol. 5, Nr. 4, 1958.
10. D. H. Martin, K. Mizumo, „Advances in Physics", vol. 25, p. 211, Nr. 3, 1976.
11. B. B. Van Iperen, „W. Kuypers-Philips Res. Rep.", vol. 2, p. 462, 1965.
12. M. Chodorow, E. L. Ginzton, I. R. Neilson, S. Sonkin, „Proc. IRE", vol. 41, p. 1584, 1953.
13. V. D. Afanasiev, V. A. Vişneakov, V. G. Rudîcev, „Radiot. i Elektr." vol. 23 p. 1022, Nr. 5, 1978.
14. E. D. Naumenko, (redactor), *Otrajatelnîe klistronî* (trad. din l. engleză), Sov. Radio., Moskva, 1954.
15. V. F. Kovalenko, *Vvedenie v elektroniku sverhvîsokih ceastot*, Sov. Radio, Moskva, 1955.
16. S. V. Kukarin, *Sovremennoe sostoianie i tendentii razvitia priborov SVC*, Sov. Radio, Moskva, 1962.
17. R. Kompfner, „Wireless, Wld, vol. 52, p. 369 (1946) (citat după [1]).
18. J. R. Pierce, L. M. Field, „Proc. IRE", vol. 35, p. 108, 1947.
19. J. R. Pierce, „Proc. IRE", vol. 35, p. 111, 1947.
20. J. R. Pierce, *Travelling Waves Tubes*, Van Nostrand-N. Y., 1950.
21. J. F. Gittins, N. H. Rock, A. B. Sulivan, „J. Electronics", vol. 3, p. 267, 1957.
22. D. A. Dunn, W. A. Harman, „Proc. IRE", vol. 44, p. 888, 1956.
23. D. A. Dunn, W. A. Harman, L. M. Field, G. S. Kino, „Proc. IRE", vol. 44, p. 879, 1956.
25. M. Y. Wong, G. D. Sims, I. M. Stephenson, „Nature", vol. 188, p. 803, 1960.
26. L. N. Loşakov, I. N. Pcelnicov, „Izv. Vuzov, Radioelektronika", vol. 21, p. 64, Nr. 10, 1978.
27. E. D. Beleavski, V. D. Vasiutin, V. A. Perekupko, „Izv. Vuzov, Radioelektronika", vol. 21, p. 71, Nr. 10, 1978.

28. E. K. Algazinov, N. N. Mîmrikova, „Izv. Vuzov, Radioelektronika", vol. 21, p. 76, Nr. 10, 1978.
29. A. M. Kaţ, E. M. Ilina, I. A. Mankin, *Nelineinîe iavlenia v SVC priborah O-tipa s dlitelnîm vzaimodeistviem*, Izd. Radio, Moskva, 1975.
30. V. I. Kanaveţ, „Radiot i Elektr.", vol. 22, p. 402, Nr. 2, 1977.
31. V. I. Kanaveţ, I. D. Mozgovoi, A. N. Sandalov, „Radiot. i Elektr.", vol. 22, p. 408, Nr. 2, 1977.
32. O. V. Beţki, K. I. Palatov, M. B. Ceitlin, „Radiot. i Elektr.", vol. 23, 1904, Nr. 9, 1978.
33. D. V. Sokolov, D. I. Trubeţkov, I. P. Saraevski, V. P. Sahin, „Radiot. i Elektr.", vol. 23, p. 1678, Nr. 8, 1978.
34. J. V. Sullivan, „Proc. IRE", vol. 42, p. 1658, 1954.
35. G. Vincent, T. Yeou, J. Laborderie, „Onde electr.", vol. 37, p. 65, 1957.
36. A. E. Siegman, „J. Appl. Phys.", vol. 31, p. 17, 1960.
37. R. J. Briggs, „J. Appl. Phys.", vol. 42, p. 2662, 1971.
38. V. G. Kuzmina, V. B. Savin, „Zarub. Radioelektr.", Nr. 10, p. 98, 1978.
39. S. I. Bîţkov, *Magnetronnîe peredatciki*, Voenizdat, Moskva, 1955.
40. K. Mizuno, S. Ono, Y. Shibata, „IEEE Trans.", E.D—20, p. 749, 1973.
41. M. B. Golant, Z. F. Kaplun, Iu. V. Dedik, K. P. Ivanţki, „Priborî i Tehn. Eksp.", vol. 3, p. 231, 1969.

Partea a II-a

DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE PENTRU MICROUNDE

Capitolul VII

DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE BIPOLARE „CLASICE"

VII.1. Elemente de fizica semiconductorilor

VII.1.1. Noţiuni asupra benzilor energetice

Semiconductorii sînt materiale a căror conductivitate electrică σ la temperatura camerei ($T \simeq 300$ K) este cuprinsă între 10^{-8} şi 10^{6} $(\Omega m)^{-1}$ şi depinde puternic de natura şi concentraţia impurităţilor, de structura cristalină şi de factori externi cum ar fi temperatura, radiaţiile, cîmpurile electrice şi magnetice etc. Starea de conducţie la materialele semiconductoare reprezintă o stare excitată; astfel se explică dependenţa puternică de impurităţi şi caracteristicile mediului ambiant; la metale însă starea de conducţie reprezintă o stare neexcitată (normală), astfel încît conductivitatea electrică este slab influenţată de factori externi. Evident, şi la izolatori starea de conducţie reprezintă o stare excitată; distincţia dintre semiconductori şi izolatori este numai cantitativă, în sensul că în condiţii similare, σ are valori mult mai mici la izolatori (acest lucru este pus în evidenţă şi prin faptul că lărgimea benzii interzise la izolatori este mai mare, $W_g \gtrsim 3$ eV).

Există un număr mare de materiale cu proprietăţi semiconductoare (ne referim numai la semiconductorii electronici, unde conducţia curentului electric are loc prin intermediul electronilor), dar numai o parte dintre aceştia au importanţă practică. Dintre aceştia, cei mai utilizaţi sînt: (a) semiconductorii atomici, cum ar fi Si, Ge, C, Se, Te, αSn, P; (b) semiconductorii binari, de tipul $A^{III}B^{V}$ dintre care enumerăm GaAs, InSb, GaP, AlSb, BAs; (c) semiconductorii ternari şi compuşii de ordin superior: GaAsP, InGaSb, AgFeSe, ZnCdSeTe etc.

Proprietăţile electronice ale semiconductorilor sînt puternic determinate de structura lor cristalină. Un solid cristalin constă din repetarea spaţială a unei celule elementare, caracterizată prin trei vectori

de bază $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$; structura rămîne invariantă la orice translaţie cu vectorul

$$\vec{l} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}, \tag{7.1}$$

unde n_1, n_2, n_3 sînt întregi. Se obţin astfel reţele directe; cele mai răspîndite celule elementare de cristalizare (în reţea directă) pentru semiconductorii utilizaţi la construcţia dispozitivelor semiconductoare sînt: cub simplu centrat pe feţe, diamant, blendă, wurtzit. În general cristalul poate fi privit ca un sistem format din electroni (particule uşoare) şi nuclee (particule grele); proprietăţile electrice ale cristalelor sînt caracterizate în principal de către electronii din învelişurile superioare ale atomilor.

Benzile energetice ale unui solid cristalin se exprimă analitic prin dependenţa dintre energie şi impuls $W(\vec{k})$; această dependenţă se obţine prin rezolvarea ecuaţiei Schrödinger în aproximaţia unui singur electron. Sub forma cea mai generală, ecuaţia lui Schrödinger pentru stări staţionare ale particulelor (energia totală nu variază în timp) are expresia [7]

$$\hat{H}\psi = W\psi, \tag{7.2}$$

unde $\hat{H}$ este hamiltonianul cristalului; $\psi(\vec{r})$ este funcţia de undă; W este energia totală a cristalului şi reprezintă în acelaşi timp valori proprii ale funcţiei de undă. Trebuie subliniat că funcţia de undă depinde de coordonatele tuturor particulelor $\psi = \psi(r_1, r_2, \ldots; R_1, R_2, \ldots) = \psi(\vec{r}_e, \vec{R}_\alpha)$, unde $\vec{r}_e$ se referă la electroni, iar $\vec{R}_\alpha$ la ioni. Hamiltonianul cristalului include toate tipurile de energie

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_z + \hat{H}_{ee} + \hat{H}_{zz} + H_{ez} + H_{ext}, \tag{7.3}$$

unde: $\hat{H}_e$ este energia cinetică a electronilor, $\hat{H}_z$ este energia cinetică a ionilor, $\hat{H}_{ee}$ este energia de interacţiune electron-electron, $\hat{H}_{zz}$ este energia de interacţiune ion-ion, $\hat{H}_{ez}$ este energia de interacţiune electron-ion, iar $\hat{H}_{ext}$ reprezintă energia tuturor particulelor în prezenţa unui cîmp extern. Desigur, sub această formă generală, ecuaţia Schrödinger nu poate fi rezolvată. Se procedează la o serie de aproximări în scopul reducerii sistemului de particule cu interacţiune reciprocă la un sistem de particule ce nu interacţionează între ele. Două aproximări sînt importante.

a) *Aproximaţia adiabatică*, numită adesea aproximaţia Born-Oppenheimer, care ţine seama de diferenţa existentă între mişcarea particulelor grele (ionii) şi a particulelor uşoare (electronii). Mişcarea electronilor este dictată de către poziţia instantanee a ionilor, pe cînd

mişcarea ionilor este afectată de către mişcarea de ansamblu (mediată) a electronilor; de asemenea, mişcarea ionilor este foarte lentă şi este acompaniată de electroni. În urma acestei presupuneri se poate admite că ionii rămîn staţionari, deci $\hat{H}_z$ şi $\hat{H}_{zz}$ sînt zero.

b) *Aproximaţia unielectronică*. În cadrul acestei aproximaţii se introduce noţiunea de *cîmp electronic self-consistent*: interacţiunile dintre perechile de electroni sînt înlocuite prin interacţiunea dintre electronul considerat şi cîmpul rezultant al tuturor electronilor rămaşi. Notăm prin Ω_i energia potenţială a electronului i; această energie depinde atît de mişcarea tuturor electronilor rămaşi cît şi de mişcarea electronului în discuţie, fapt pentru care a primit denumirea de self-consistentă. Prin urmare, se va putea scrie

$$\hat{H}_{ee} = \sum_i \Omega_i(\vec{r}_i); \tag{7.4}$$

în mod analog, energia potenţială a electronului considerat în raport cu nucleele atomilor va fi

$$\hat{H}_{ez} = \sum_i W_i(\vec{r}_i). \tag{7.5}$$

Considerînd $\hat{H}_{ext} = 0$ şi notînd $\Omega_i(\vec{r}) + W_i(\vec{r}) = W_p(\vec{r})$, pe baza aproximărilor de mai sus, ecuaţia Schrödinger pentru un electron din cristal devine

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + W_p(\vec{r})\right]\psi(\vec{r}) = W\psi(\vec{r}), \tag{7.6}$$

unde m este masa electronului, ∇^2 este operatorul Laplace al electronului considerat, $\hbar = h/2\pi$, h fiind constanta lui Planck.

În cazul reţelelor cristaline $W_p(r)$ variază periodic cu coordonatele; ţinînd seama de vectorul de translaţie, $\vec{l}$, avem

$$W_p(\vec{r} + \vec{l}) = W_p(\vec{r}). \tag{7.7}$$

În baza unei teoreme a lui Bloch, soluţiile ecuaţiei Schrödinger (7.6) sînt de forma

$$\psi_k(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\vec{r}}U_k(\vec{r}), \tag{7.8}$$

unde $\vec{k}$ este vectorul de undă, iar $U_k(\vec{r})$ este o funcţie periodică avînd periodicitatea reţelei. Forma lui $U_k(\vec{r})$ depinde de variaţia spaţială reală a lui $W_p(\vec{r})$ sau de modelul utilizat pentru $W_p(\vec{r})$.

Considerînd, de exemplu, o reţea cristalină unidimensională, la care variaţia reală a energiei potenţiale, $W_p(x)$, după axa x (fig. 7.1, a)

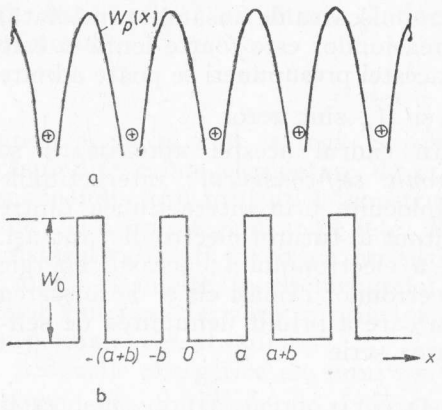


Figura 7.1. Variația energiei potențiale a electronului:
a — rețea cristalină unidimensională;
b — modelul Kronig-Penney.

este înlocuită prin modelul în creneluri Kronig-Penney (fig. 7.1, b), care constă dintr-o succesiune de bariere de înălțime W_0 și lățime b, ecuația Schrödinger se poate pune sub forma

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}[W - W_p(x)]\,\psi(x) = 0. \tag{7.9}$$

Se observă din figura 7.1, b că în intervalul $0 \leqslant x \leqslant a$, $W_p(x) = 0$, iar în intervalul $-b \leqslant x \leqslant 0$, $W_p(x) = W_0$.

Conform teoremei lui Bloch, soluția ecuației (7.9) are forma

$$\psi(x) = U_k(x)\, e^{jk_x x}; \tag{7.10}$$

introducînd această soluție în (7.9) și ținînd seama de faptul că funcția $\psi(x)$ și derivata sa $d\psi(x)/dx$ trebuie să fie continue în punctele $x = 0$, $x = a$ și $x = -b$, rezultă ecuația transcendentă

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta}\,\mathrm{sh}\, b\beta \sin a\alpha + \mathrm{ch}\, b\beta \cos a\alpha = \cos(a+b)k_x, \tag{7.11}$$

unde s-a notat

$$\alpha = \frac{(2mW)^{1/2}}{\hbar}, \quad \beta = \frac{[2m(W_0 - W)]^{1/2}}{\hbar}. \tag{7.12}$$

Ecuația (7.11) se simplifică făcînd ipoteza: $b \to 0$ și $W_0 \to \infty$, astfel încît produsul (bW_0) numit *rigiditatea barierei* să rămînă constant; în aceste condiții (7.11) devine:

$$\frac{P}{a\alpha}\sin a\alpha + \cos a\alpha = \cos ak_x, \tag{7.13}$$

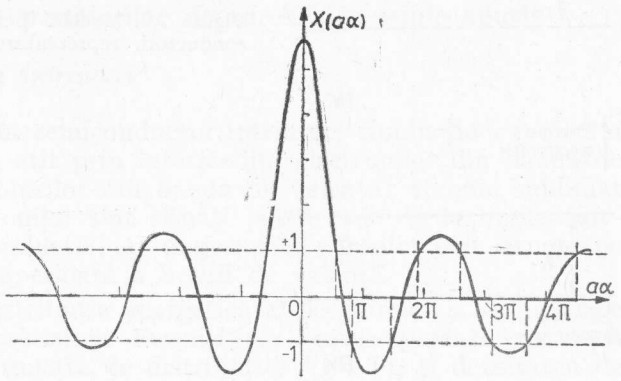


Figura 7.2. Benzi permise și interzise în cristal (reprezentarea grafică a ecuației (7.13)).

unde:

$$P = \lim_{\substack{b\to 0 \\ W_0\to\infty}} \frac{am}{\hbar^2}(bW_0) \tag{7.14}$$

constituie o măsură a rigidității barierei. Notăm cu $X_{(a\alpha)}$ membrul stîng al ecuației (7.13) și reprezentăm grafic $X_{(a\alpha)}$ pentru o valoare arbitrară a lui P (fig. 7.2). Întrucît membrul drept al ecuației transcendente (7.13) poate lua valori cuprinse între $+1$ și -1, rezultă că numai acele valori ale lui $a\alpha$ sînt permise (satisfac ecuația (7.13)) pentru care $X_{(a\alpha)}$ are valori cuprinse între $+1$ și -1; aceste valori permise ale lui $a\alpha$, marcate prin linii groase în figura 7.2, corespund valorilor permise ale energiei, așa cum reiese din (7.12). Astfel s-a demonstrat că spectrul energetic al electronului în rețeaua cristalină constă dintr-o succesiune de benzi permise și benzi interzise.

Întrucît în procesele de conducție electronică a semiconductorilor participă numai benzile incomplet ocupate, studiul se poate limita la benzile de valență și de conducție. Reprezentarea simplificată a modelului benzilor energetice a unui semiconductor este arătată în figura 7.3, unde: BV este banda de valență, BC banda de conducție, iar BI este banda interzisă. În realitate, structura benzilor energetice este foarte complicată și necesită calcule extrem de laborioase, care pot fi efectuate numai cu ajutorul calculatorului electronic. Rezultatele unor astfel de calcule pentru Ge, Si și GaAs sînt arătate în figura 7.4 [2,8]; în abscisă avem impulsul electronului (pe figură s-a notat vectorul de undă $\vec{k}$, deoarece $\vec{p} = \hbar\vec{k}$), iar pe ordonată energia; curbele sînt trasate pentru două axe cristalografice, marcate prin indicii Miller. Se observă că benzile de valență sînt dublu degenerate la limita superioară, în punctul $\vec{k} = 0$. Benzile de conducție

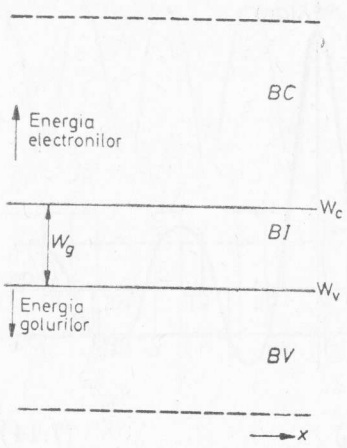


Figura 7.3. Modelul benzilor energetice la semiconductori, reprezentare simplificată.

constau din mai multe subbenzi, iar minimul cel mai jos situat determină lărgimea benzii interzise; la Ge acest minim este situat pe direcția [111], la Si pe direcția [100], iar la GaAs în punctul $\vec{k} = 0$.

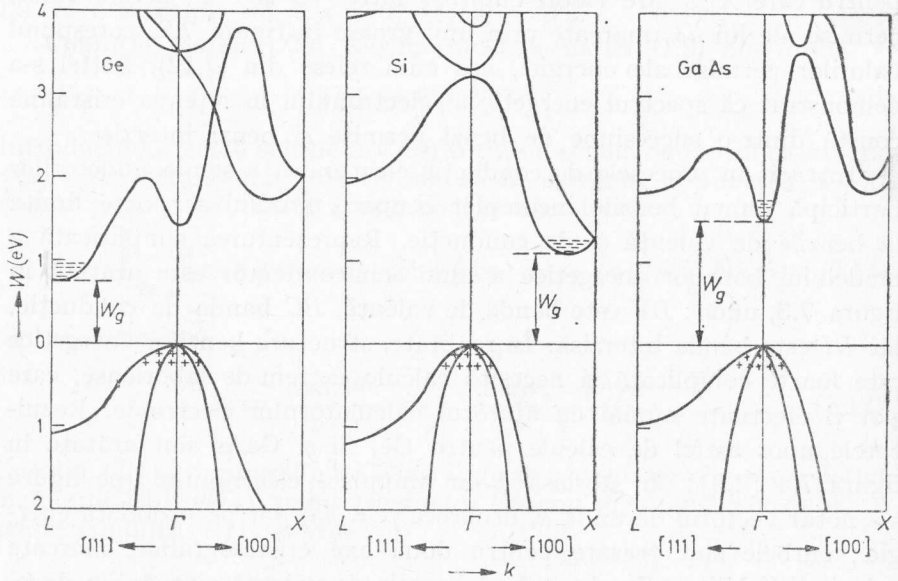


Figura 7.4. Structuri reale de benzi energetice la Ge, Si și GaAs.

VII.1.2. Statistica purtătorilor de sarcină în semiconductori

A. *Semiconductori intrinseci*

Referindu-ne la un semiconductor intrinsec, conducția curentului electric se efectuează atît prin intermediul electronilor din banda de conducție cît și al golurilor din banda de valență; trebuie subliniat că majoritatea electronilor sînt situați pe nivelele de la limita inferioară a benzii de conducție, iar majoritatea golurilor sînt situate pe nivele de la limita superioară a benzii de valență.

Concentrația și distribuția energetică a electronilor și golurilor se calculează pe baza statisticii Fermi-Dirac, care operează cu două mărimi importante: funcția de distribuție, $f(W, T)$, și densitatea de stări energetice din benzile permise, $g(w)$.

Funcția de distribuție Fermi-Dirac. Este demonstrat în statistica cuantică că pentru un sistem de electroni aflați la echilibru termodinamic, funcția de distribuție are expresia

$$f_n(W, T) = \left[\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1\right]^{-1}, \tag{7.15}$$

unde W este energia totală a stării electronului, T este temperatura Kelvin, k este constanta Boltzmann iar W_F reprezintă energia (nivelul) Fermi. Este ușor de observat că $f_n(W, T)$ reprezintă *probabilitatea* ca starea caracterizată prin energia W și temperatura T la echilibru termodinamic să fie ocupată de un electron; această probabilitate depinde și de nivelul Fermi, a cărui semnificație fizică trebuie precizată. Pentru aceasta considerăm cazul simplu, $T \to 0$; atunci

$$\lim_{T\to 0} f_n(W, T) = \begin{cases} 1 \text{ pentru } W < W_F, \\ 0 \text{ pentru } W > W_F. \end{cases} \tag{7.16}$$

În punctul $W = W_F$ funcția este nedefinită, mai mult, este discontinuă. Graficul funcției $f_n(W, T)$ pentru cîteva valori ale lui T este arătat în figura 7.5,a. Prin urmare, la temperatura zero absolut nivelul Fermi reprezintă energia maximă a electronilor din sistem (metal de exemplu); el separă stările ocupate de cele neocupate. În general nivelul Fermi este potențialul termodinamic Gibbs pe particulă. La temperaturi $T \neq 0$ K, nivelul Fermi reprezintă energia pentru care funcția de distribuție ia valoarea 1/2; pentru $W \ll W_F$ avem $f_n(W_1 T) \simeq 1$, iar pentru $W \gg W_F$ funcția de distribuție devine

$$f_n(W, T) = e^{W_F/T}\, e^{-W/kT} \tag{7.17}$$

care este o funcție de distribuție clasică (Boltzmann).

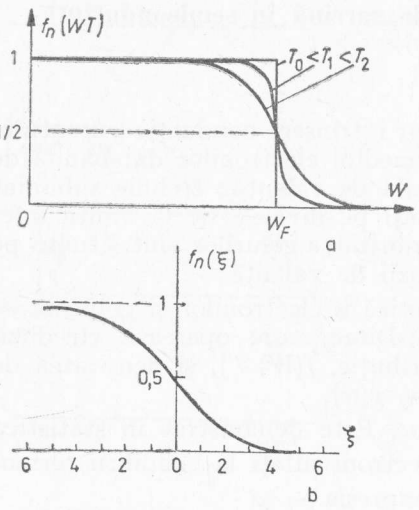


Figura 7.5. Funcţia de distribuţie Fermi-Dirac;
a — parametru este temperatura Kelvin: b — explicarea stărilor de gaz electronic degenerat sau nedegenerat (clasic).

Funcţia de distribuţie Fermi-Dirac suferă variaţii rapide atunci cînd energia variază în limitele a cîţiva kT în raport cu W_F (fig. 7.5, b); notînd $\xi = (W - W_F)/kT$, avem

$$f_n(W, T) = \frac{1}{\exp \xi + 1}. \tag{7.18}$$

Variaţia lui ξ între -2 şi $+2$ produce variaţii ale funcţiei de distribuţie între 0,88 şi 0,12; pentru $W < W_F - 2kT$ (sau $\xi < -2$), $f_n(W, T) \simeq 1$, iar pentru $W > W_F + 2kT$ (sau $\xi < 2$) $f_n(W, T)$ devine o funcţie exponenţială [$f_n(\xi) = \exp(-\xi)$].

Sistemele cuantice descrise de către funcţia Fermi-Dirac se numesc *degenerate*. Sistemele descrise de către funcţia Boltzmann (7.17) se supun statisticii clasice şi se numesc *nedegenerate*. La temperaturi joase, distribuţia electronilor pe stările energetice nu este influenţată de temperatură, ci de către proprietăţile de undă (cuantice) şi *principiul excluziunii* al lui Pauli, care derivă din aceste proprietăţi. La temperaturi înalte distribuţia electronilor este determinată în principal de temperatură. Condiţia de trecere de la statistica cuantică (gaz electronic degenerat) la statistica clasică (gaz electronic nedegenerat) poate fi stabilită prin relaţiile

$$kT_{deg} = W_{F0}, \quad T_{deg} = W_{F0}/k, \tag{7.19}$$

unde W_{F0} este nivelul Fermi pentru $T \to 0$: dacă $T < T_{deg}$, avem un gaz electronic degenerat (cuantic), dacă $T > T_{deg}$, avem un gaz electronic nedegenerat (clasic).

Funcţia de distribuţie a golurilor din BV este

$$f_p(W, T) = \left[\exp\left(\frac{W_F - W}{kT}\right) + 1\right]^{-1}. \tag{7.20}$$

Densitatea de stări $g(W)$ este mărimea ce caracterizează numărul stărilor energetice pe un interval unitar de energie. La limita inferioară a BC, pentru concentraţii mici ale electronilor şi temperaturi joase, densitatea de stări are expresia generală

$$g_c(W) = \gamma_c(W - W_c)^{1/2} \text{ stări/eV}; \tag{7.21}$$

mărimea γ_c are expresia [2, 7]

$$\gamma_c = \frac{4\pi}{h^3}(2m^*_{ng})^{3/2}, \tag{7.22}$$

unde $m^*_{ng} = (M_c^2 m^*_{n1} m^*_{n2} m^*_{n3})^{1/3}$ poartă denumirea de masă efectivă a electronilor pentru densitatea de stări, iar m^*_{n1}, m^*_{n2}, m^*_{n3} sînt masele efective ale electronilor după axele principale ale suprafeţei elipsoidale de energie constantă; M_c este numărul minimelor echivalente din BC. Tensorul masă efectivă se defineşte prin relaţia generală [5, 7]

$$\frac{1}{m^*_{n\xi\eta}} = \frac{1}{h^2}\left[\frac{\partial^2 W}{\partial k_\xi \partial k_\eta}\right], \tag{7.23}$$

unde ξ, η iau valorile x, y, z. Trebuie subliniat că $g_c(W)$ este proporţional cu $(W - W_c)^{1/2}$ atît timp cît energia este o funcţie pătratică de numărul de undă, adică în minimele de energie ce corespund limitei inferioare a BC.

În mod similar, pentru densitatea de stări a golurilor de la limita superioară a BV avem

$$g_v(W) = \gamma_v(W_v - W)^{1/2}, \quad \gamma_v = \frac{4\pi}{h^3}(2m^*_{pg})^{3/2}, \tag{7.24}$$

unde $m^*_{pg} = (M_v^2 m^*_{p1} m^*_{p2} m^*_{p3})^{1/3}$.

Concentraţia electronilor din BC este dată de relaţia

$$n_i = \int_{W_c}^{W_{sup}} f_n(W, T)\, g_c(W) \mathrm{d}W. \tag{7.25}$$

La semiconductorii intrinseci nivelul Fermi este situat aproximativ la mijlocul benzii interzise; în acest caz stările de la limita inferioară a BC sînt depărtate de W_{FI} cu mai mulţi kT, astfel gazul electronic este nedegenerat şi în (7.25) se va utiliza funcţia de distribuţie Boltzmann. Energia W_{sup} corespunde limitei superioare a BC, dar avînd

în vedere că electronii sînt situaţi la limita inferioară a benzii, se poate lua $W_{sup} \to \infty$. În aceste condiţii se obţine

$$n_i = \int_{W_c}^{\infty} \gamma_c (W - W_c)^{1/2} \, e^{-(W - W_{FI})/kT} \, dW = N_c \, e^{-(W_c - W_{FI})/kT}, \quad (7.26)$$

unde

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_{ng}^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (7.27)$$

reprezintă numărul efectiv de stări la limita inferioară a BC.

În mod similar pentru golurile din BV avem

$$p_i = N_v \, e^{-(W_{FI} - W_v)/kT}, \quad (7.28)$$

$$N_v = 2\left(\frac{2\pi m_{pg}^* kT}{h^2}\right)^{3/2}. \quad (7.29)$$

Din condiţia de semiconductor intrinsec, $n_i = p_i$, rezultă poziţia nivelului Fermi

$$W_{FI} = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}; \quad (7.30)$$

la temperaturi scăzute W_{FI} este situat în imediata apropiere a mijlocului benzii interzise.

Produsul concentraţiilor de electroni şi goluri într-un semiconductor intrinsec (presupus nedegenerat) este

$$n_i p_i = n_i^2 = N_c \, N_v \, e^{-W_g/kT}; \quad (7.31)$$

el depinde de temperatură şi lărgimea BI dar nu depinde de nivelul Fermi.

Distribuţiile energetice ale electronilor şi golurilor sînt definite prin relaţiile

$$\eta_n = \frac{dn}{dW} = f_n(W_1 T) \, g_c(W), \quad \eta_p = \frac{dp}{dW} = f_p(W, T) \, g_v(W); \quad (7.32)$$

mărimile η_n şi η_p sînt curbe ce rezultă grafic făcînd produsul dintre funcţiile de distribuţie şi densităţile de stări. Cunoaşterea distribuţiei energetice este importantă la explicarea funcţionării dispozitivelor semiconductoare, în special a celor bazate pe fenomene de contact sau acţiunea diferitelor tipuri de radiaţii.

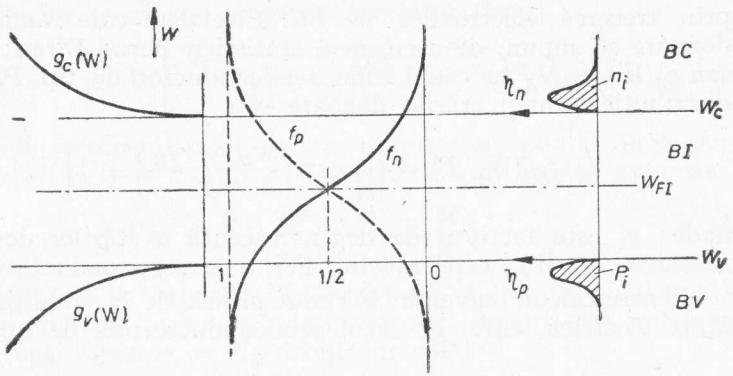


Figura 7.6. Concentraţiile şi distribuţiile energetice ale purtătorilor de sarcină în semiconductorul intrinsec.

În figura 7.6 sînt reprezentate schematic modelul benzilor, densităţile de stări, funcţiile de distribuţie şi distribuţiile energetice pentru un semiconductor intrinsec; porţiunile haşurate între curbele η_n, η_p şi axa energiei reprezintă concentraţiile purtătorilor în benzile respective.

B. *Semiconductori cu impurităţi*

La construcţia dispozitivelor semiconductoare se utilizează eşantioane semiconductoare în care se introduc diferite tipuri de impurităţi, formîndu-se *regiuni afirmate* (regiuni unde conductivitatea electrică diferă esenţial de cea a semiconductorului intrinsec). Dacă semiconductorul se dopează cu impurităţi donoare, concentraţia electronilor din BC este mult mai mare decît cea a golurilor din BV; semiconductorul se numeşte de tip N, electronii sînt purtători majoritari, iar golurile purtători minoritari. Dacă semiconductorul se dopează cu impurităţi acceptoare, concentraţia golurilor din BV este mult mai mare decît cea a electronilor din BC; semiconductorul se numeşte de tip P, golurile sînt purtători majoritari, iar electronii purtători minoritari. Stările energetice introduse de impurităţi se situează în banda interzisă: la semiconductorul de tip N stările donoare sînt situate în apropierea limitei inferioare a BC, la semiconductorul de tip P stările acceptoare sînt situate în apropierea limitei superioare a BV.

Considerăm un semiconductor de tip N avînd concentraţia de impurităţi donoare egală cu N_D şi notăm prin W_D un nivel energetic central în a cărui imediată apropiere sînt situate stările donoare. La temperatura camerei ($T \simeq 300$ K) majoritatea donorilor se ionizează

prin trecerea electronilor în BC. Electronii care rămîn pe stările donoare se supun, de asemenea, statisticii Fermi-Dirac: $g_D(W) = N_D$ sau $g_A(W) = N_A$ în cazul unui semiconductor de tip P. Funcţia de distribuţie pentru stările donoare este

$$f_{nD}(W,\ T) = \left[\frac{1}{g_1}\exp\left(\frac{W_D - W_{FN}}{kT}\right) + 1\right]^{-1}, \tag{7.33}$$

unde: g_1 este factorul de degenerescenţă a stărilor donoare, avînd valoarea 2; W_{FN} este nivelul Fermi în semiconductorul de tip N.

Pentru calculul nivelului Fermi se pleacă de la condiţia de neutralitate electrică, care, în cazul semiconductorului de tip N, este

$$n_n = N_D^+ + p_n, \tag{7.34}$$

unde n_n este concentraţia electronilor din BC, p_n este concentraţia golurilor din BV, iar N_D^+ reprezintă numărul donorilor ionizaţi, dat de relaţia

$$N_D^+ = N_D - n_D = N_D\left[1 - \frac{1}{\frac{1}{2}\exp\left(\frac{W_D - W_{FN}}{kT}\right) + 1}\right]; \tag{7.35}$$

n_D este numărul electronilor rămaşi pe stările donoare. Majoritatea electronilor n_n sînt proveniţi de pe stările donoare şi doar o mică parte provin din BV prin generare termică; golurile din BV sînt generate termic. Presupunînd gazurile de electroni şi goluri nedegenerate (fapt ce are loc pentru concentraţii de dopare moderate, $N_D < N_c$, şi temperaturi joase), pentru n_n şi p_n se vor utiliza expresiile (7.26), (7.28); condiţia de neutralitate devine

$$N_c\exp\left(-\frac{W_c - W_{FN}}{kT}\right) = N_D\left[1 + 2\exp\left(-\frac{W_D - W_{FN}}{kT}\right)\right]^{-1} + N_v\exp\left(-\frac{W_{FN} - W_v}{kT}\right), \tag{7.36}$$

care reprezintă o ecuaţie de gradul III în $\exp(W_{FN}/kT)$ şi rezolvarea ei este suficient de laborioasă. Se introduc anumite simplificări dintre care cea mai importantă presupune că în domeniul temperaturilor de funcţionare normală a dispozitivelor semiconductoare avem $p_n \ll N_D^+$, fapt ce permite neglijarea lui p_n; în acest caz soluţia ecuaţiei (7.36) este (se ia numai soluţia pozitivă care are sens fizic)

$$e^{W_{FN}/kT} = \frac{e^{W_D/kT}}{4}\left[\sqrt{1 + \frac{8N_D}{N_c}e^{(W_c - W_D)/kT}} - 1\right]. \tag{7.37}$$

Prin logaritmare se obţine expresia nivelului Fermi

$$W_{FN} = kT\ln\left\{\frac{e^{W_D/kT}}{4}\left[\sqrt{1 + \frac{8N_D}{N_c}e^{(W_c - W_D)/kT}} - 1\right]\right\}. \tag{7.38}$$

În domeniul temperaturilor joase, unde se poate presupune $(8N_D/N_c)\exp[(W_c - W_D)/kT] \gg 1$, nivelul Fermi capătă expresia

$$W_{FN} = \frac{W_D + W_c}{2} - \frac{kT}{2}\ln\frac{2N_c}{N_D}; \tag{7.39}$$

evident, dacă $T = 0$ K rezultă $W_{FN} = (W_D + W_c)/2$. În cazul temperaturilor mai ridicate se poate admite că toţi donorii sînt ionizaţi şi atunci din egalitatea $n_n = N_D$ rezultă imediat

$$W_{FN} = W_c - kT\ln(N_c/N_D). \tag{7.40}$$

Variaţia nivelului Fermi în funcţie de temperatură are un caracter complex şi se determină prin calcule laborioase sau măsurători.

În figura 7.7 sînt arătate concentraţiile şi distribuţiile energetice ale electronilor şi golurilor pentru un semiconductor de tip N la temperaturi normale de funcţionare şi pentru concentraţii moderate ale impurităţilor donoare.

În mod similar pentru semiconductorii de tip P avem:

a) la temperaturi joase,

$$W_{FP} = \frac{W_v + W_A}{2} + \frac{kT}{2}\ln\frac{4N_v}{N_A} \text{ şi } W_{FP} = \frac{W_v + W_A}{2} \text{ la } T = 0\text{ K}; \tag{7.41}$$

b) la temperaturi ridicate,

$$W_{FP} = W_v + kT\ln(N_v/N_A), \tag{7.42}$$

unde N_A este concentraţia de dopare cu impurităţi acceptoare, iar W_A este nivelul acceptor.

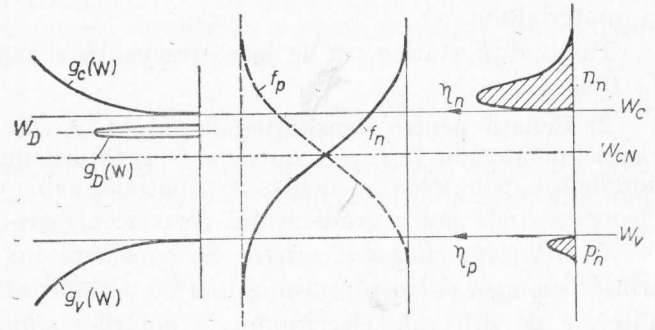


Figura 7.7. Concentraţiile şi distribuţiile energetice ale purtătorilor de sarcină în semiconductorul de tip N.

Trebuie subliniat că și în cazul semiconductorilor cu impurități rămîne valabilă relația

$$n_n p_n = n_i^2 \quad (\text{și } p_p n_p = n_i^2). \tag{7.43}$$

VII.1.3. Ecuațiile de bază ale electronicii semiconductorilor

Ecuațiile de bază descriu comportarea statică și dinamică a purtătorilor de sarcină în semiconductori sub influența diferiților factori interni și externi care produc abaterea de la echilibrul termodinamic. Aceste ecuații pot fi împărțite în trei grupe [2, 6].

1) Ecuațiile Maxwell pentru materiale omogene și izotrope [2,5]

$$\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B}/\partial t, \tag{7.44}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \partial \vec{D}/\partial t + \vec{J}_{cond} = \vec{J}_{tot}, \tag{7.45}$$

$$\nabla \vec{D} = \rho(\vec{r}), \tag{7.46}$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \tag{7.47}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \tag{7.48}$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{t} \varepsilon_s(t-t')\, E(\vec{r}, t)\, dt', \tag{7.49}$$

unde: $\vec{E}$, $\vec{D}$ sînt vectorii cîmp electric și deplasare electrică, $\vec{H}$, $\vec{B}$ sînt vectorii cîmp magnetic și inducție magnetică, $\vec{J}_{cond}$, $\vec{J}_{tot}$ sînt densități de curent, $\rho(\vec{r})$ este densitatea totală de sarcină electrică, ε_s, μ sînt permitivitatea electrică, respectiv permeabilitatea magnetică a materialului.

În condiții statice sau de joasă frecvență ecuația (7.49) se reduce la $\vec{D} = \varepsilon_s \vec{E}$.

2) Ecuații pentru densitățile de curent. Acestea descriu comportarea purtătorilor în regim staționar; purtătorii de sarcină din semiconductor pot avea o deplasare spațială sub influența unui cîmp electric extern sau a gradientului de concentrație.

a) *Influența cîmpului extern.* Se consideră un semiconductor intrinsec omogen și izotrop, asupra căruia acționează cîmpul extern $\vec{E}$. Vitezele de drift ale electronilor și golurilor sînt

$$\vec{v}_n = \mu_n \vec{E}, \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E}; \tag{7.50}$$

mărimile μ_n și μ_p reprezintă mobilitățile electronilor, respectiv golurilor și au expresiile simplificate [6, 7]

$$\mu_n = \frac{q\tau_{rn}}{m_n^*}, \quad \mu_p = \frac{q\tau_{rp}}{m_p^*}, \tag{7.51}$$

unde: q este sarcina elementară; m_n^*, m_p^* sînt masele efective pentru electroni, respectiv goluri; τ_{rn}, τ_{rp} sînt timpii de relaxare ai electronilor, respectiv golurilor (în general timpul de relaxare reprezintă intervalul scurs între momentul aplicării unei perturbații care scoate sistemul din echilibru termodinamic și momentul cînd acest echilibru este restabilit [7]).

Mișcarea orientată a purtătorilor, provocată de cîmpul $\vec{E}$, dă naștere unui curent de drift care are două componente:

$$\vec{J}_E = \vec{J}_{nE} + \vec{J}_{pE} = q(n_i \mu_n + p_i \mu_p)\vec{E} = \sigma_i \vec{E}, \tag{7.52}$$

unde

$$\sigma_i = q(n_i \mu_n + p_i \mu_p) \tag{7.53}$$

reprezintă conductivitatea intrinsecă a semiconductorului. Ultima relație poate fi generalizată pentru semiconductori extrinseci

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p); \tag{7.54}$$

pentru un semiconductor de tip N avem $\sigma_n = qn_n\mu_n \simeq qN_D\mu_n$, iar pentru un semiconductor de tip P avem $\sigma_p = qp_p\mu_p \simeq qN_A\mu_p$.

b) *Influența neuniformității concentrațiilor.* Se presupune un semiconductor în care concentrația purtătorilor de sarcină este spațial neuniformă și nu este prezent un cîmp electric extern. În acest caz au loc deplasări ale purtătorilor din regiunile cu concentrație mai mare spre cele cu concentrație mai mică; acest proces este numit *difuzie*. Iau naștere curenți de difuzie a căror densități sînt proporționale cu gradientul de concentrație

$$\vec{J}_{nD} = qD_n \nabla n, \quad \vec{J}_{pD} = -qD_p \nabla p, \tag{7.55}$$

unde D_n, D_p sînt coeficienții de difuzie a electronilor, respectiv golurilor. La semiconductorii nedegenerați coeficienții de difuzie sînt dați de relațiile lui Einstein

$$D_n = \mu_n kT/q = \mu_n V_T, \quad D_p = \mu_p kT/q = \mu_p V_T, \tag{7.56}$$

unde $V_T = kT/q$ se numește potențial termic (la temperatura camerei $V_T = 0{,}026\ V$).

Dacă se consideră cazul general cînd există neuniformităţi de concentraţie şi este prezent un cîmp extern, densităţile de curent capătă expresiile

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{nE} + \vec{J}_{nD} = qn\,\mu_n\vec{E} + qD_n\nabla n, \tag{7.57}$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{pE} + \vec{J}_{pD} = qp\mu_p E - qD_p\nabla p, \tag{7.58}$$

$$\vec{J}_{cond} = \vec{J}_n + \vec{J}_p. \tag{7.59}$$

3) **Ecuaţii de continuitate.** Dacă concentraţiile purtătorilor sînt funcţie de coordonate şi de timp comportarea lor este descrisă prin ecuaţiile de continuitate, care exprimă principiul conservării sarcinii atunci cînd în semiconductor sînt prezente procese de generare, recombinare şi deplasare spaţială a purtătorilor. Aceste ecuaţii au expresiile generale

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_n, \tag{7.60}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_p, \tag{7.61}$$

unde : G_n, G_p sînt ratele de generare pentru electroni, respectiv goluri şi se exprimă în $cm^{-3}s^{-1}$ (rata de generare reprezintă numărul de purtători generaţi pe unitatea de volum în unitatea de timp) ; R_n, R_p reprezintă ratele de recombinare pentru electroni, respectiv goluri, şi se exprimă tot în $cm^{-3}s^{-1}$.

Trebuie precizat că ratele de recombinare se referă la purtători minoritari. La nivele mici de injecţie, adică concentraţia purtătorilor minoritari în exces (injectaţi) este mai mică decît concentraţia de echilibru a purtătorilor majoritari, ratele de recombinare se aproximează prin relaţiile

$$R_n = \delta n/\tau_n, \quad R_p = \delta p/\tau_p, \tag{7.62}$$

unde $\delta n = n - n_0$, $\delta p = p - p_0$ sînt concentraţiile purtătorilor minoritari în exces (n_0, p_0 sînt concentraţiile de echilibru) ; τ_n şi τ_p sînt timpii de viaţă ai electronilor, respectiv golurilor. Timpul de viaţă este o constantă de timp globală, ce caracterizează procesul de recombinare, anume reprezintă timpul în care concentraţia purtătorilor minoritari în exces scade de e ori prin recombinare.

VII.2. Dioda cu joncţiune PN la frecvenţe înalte

În tratarea problemelor incluse în capitolele *VII*, *VIII* şi *XI* se presupune că cititorul este informat cu privire la comportarea în regim staţionar şi de joasă frecvenţă a dispozitivelor bipolare clasice şi a celor unipolare (în acest sens pot fi consultate lucrările [2, 4, 9, 12, 13]). În lucrarea de faţă se va insista în special asupra parametrilor şi particularităţilor ce definesc funcţionarea acestor dispozitive la frecvenţe înalte.

VII.2.1. Capacităţile diodei cu joncţiune PN

Considerăm o joncţiune *PN* plană, abruptă, ideală şi asimetrică (fig. 7.8,a) la echilibru termodinamic. Datorită faptului că $n_n \gg n_p$ şi $p_p \gg p_n$, are loc difuzia purtătorilor majoritari şi formarea unei sarcini spaţiale $\rho(x)$, care se întinde în limitele regiunii sărăcite (numită adesea şi regiune de barieră sau de trecere). Prezenţa sarcinii spaţiale dă naştere unui cîmp electric E (fig. 7.8,d) şi unei bariere de potenţial V_b pentru purtătorii majoritari (fig. 7.8,c).

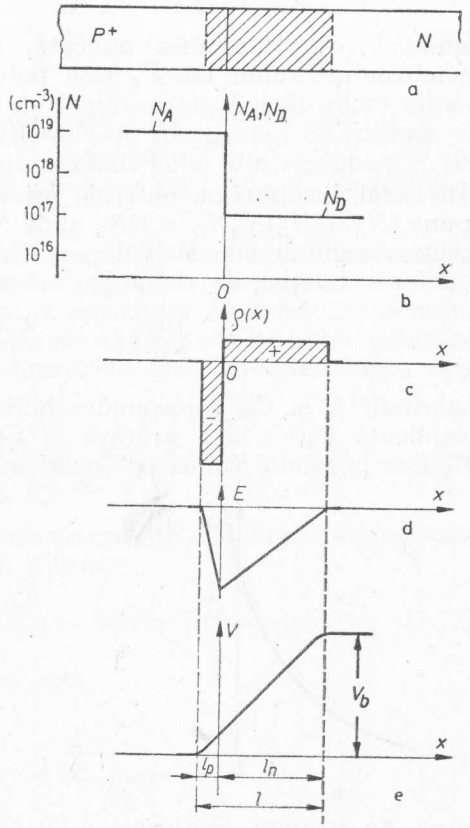


Figura 7.8. Sarcina spaţială, cîmpul electric şi potenţialul de barieră la o joncţiune *PN*.

a) **Capacitatea de barieră** C_b. Acumularea sarcinii spațiale în regiunea de trecere atestă că această regiune posedă o capacitate electrică ; această capacitate se definește prin raportul dintre variația sarcinii, Q, și variația tensiunii aplicate

$$C_b = (dQ/dV)_{V=V_Q}. \tag{7.63}$$

Presupunînd că regiunea de trecere este sărăcită de purtători mobili (aproximația de strat sărăcit) sarcina acumulată în această regiune este

$$Q = qA \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} l, \tag{7.64}$$

unde A este aria joncțiunii, iar l este lărgimea totală a regiunii de barieră în prezența tensiunii externe

$$l = l_p + l_n = \left[\frac{2\varepsilon_s}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V \pm V_b)\right]^{1/2} = l_0 \left(1 \pm \frac{V}{V_b}\right)^{1/2}, \tag{7.65}$$

unde V este tensiunea aplicată, ε_s este permitivitatea electrică a semiconductorului, iar V_b este potențialul de barieră,

$$V_b = \frac{W_b}{q} = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \tag{7.66}$$

În cazul joncțiunilor puternic asimetrice, P^+N sau PN^+, se poate pune $(N_A + N_D/N_A N_D = 1/N_x$ unde N_x reprezintă concentrația de dopare a regiunii mai slab dopate. Introducem pe (7.65) în (7.64) și, conform relației de definiție, avem

$$C_b = \left(\frac{dQ}{dV}\right)_{V=V_Q} = \frac{\varepsilon_s A}{l} = \frac{C_{b0}}{(1 \pm V/V_b)^{1/2}} ; \tag{7.67}$$

mărimile l_0 și C_{b0} corespund echilibrului termodinamic, $V = 0$. Dependența $C_b(V)$ este arătată în figura 7.9,a ; trebuie subliniat că C_b este prezentă atît la polarizări inverse cît și la polarizări directe.

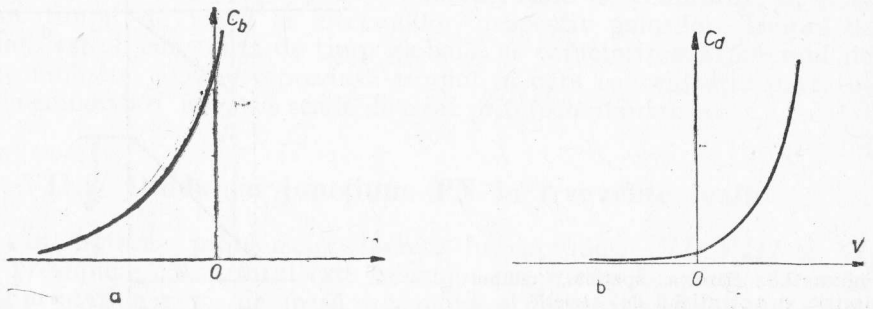


Figura 7.9. Variațiile capacităților C_b și C_d cu tensiune aplicată.

În general, dependența $C_b(V)$ este determinată de legea de variație a concentrației de dopare cu impurități în regiunea de trecere și de forma geometrică a joncțiunii ; de exemplu, la joncțiunile *gradate* cu variație liniară a concentrației impurităților avem [12, 13]

$$C_b = \left(\frac{q\, a\, \varepsilon_s^2}{12}\right)^{1/3} (V_b \pm V)^{-1/3} = \frac{C_{b0}}{(1 \pm V/V_b)^{1/3}}, \tag{7.68}$$

unde a este gradientul concentrației impurităților.

b) **Capacitatea de difuzie** C_d. Această capacitate apare la polarizări directe și este datorată acumulării de purtători minoritari în exces. Atunci cînd joncțiunea este polarizată direct, prin diodă trece un curent direct avînd expresia (ecuația Shockley)

$$I = I_s(e^{V/V_T} - 1) ; \tag{7.69}$$

mărimea I_s este curentul de saturație dat de purtătorii minoritari,

$$I_s = qA \left(\frac{D_n p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n}\right) = I_{sp} + I_{sn}, \tag{7.70}$$

unde : p_{n0}, n_{p0} sînt concentrațiile de echilibru ale purtătorilor minoritari ; $L_p = (\tau_p D_p)^{1/2}$, $L_n = (\tau_n D_n)^{1/2}$ sînt lungimile de difuzie a golurilor din regiunea N, respectiv a electronilor din regiunea P (la Si și Ge L_p și L_n sînt de ordinul a 1 cm, la GaAs aceste mărimi sînt de ordinul a 10^{-2} cm).

Purtătorii minoritari în exces, δp și δn, care se acumulează în imediata apropiere a regiunii de trecere, de o parte și de alta, fac ca structura să fie echivalentă cu o capacitate electrică. Ne referim la regiunea N și presupunem un regim staționar. Distribuția golurilor se deduce din ecuația de continuitate în cazul unidimensional, care are forma ($G_p = 0$, $\vec{E} = 0$)

$$\frac{\partial^2 (p_n - p_{n0})}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0. \tag{7.71}$$

Notînd $\delta p_n = p_n - p_{n0}$ și ținînd seama de condițiile la limită $\delta p_n(\infty) = 0$, $\delta p_n(l_n) = p_{n0}[\exp(V/V_T) - 1]$, se obține

$$p_n - p_{n0} = p_{n0}[\exp(V/V_T) - 1] \exp[(l_n - x)/L_p]. \tag{7.72}$$

Sarcina dată de golurile în exces este

$$Q_n = qA \int_{l_n}^{l_N} \delta p_n \, dx = qAL_p \, p_{n0} (e^{V/V_T} - 1), \tag{7.73}$$

unde l_N este lărgimea regiunii N; întrucît $l_N \gg L_p$, limita superioară a integralei s-a luat ∞. Capacitatea de difuzie datorată golurilor este

$$C_{dp} = \left(\frac{dQ_b}{dV}\right)_{V=V_Q} = \frac{\tau_p I_{sp}}{V_T}(e^{V/V_T} - 1). \tag{7.74}$$

În mod analog, capacitatea de difuzie datorată electronilor din regiunea P este

$$C_{dn} = \frac{\tau_n I_{sn}}{V_T}(e^{V/V_T} - 1). \tag{7.75}$$

Capacitatea de difuzie totală este

$$C_d = C_{dp} + C_{dn} = \frac{\tau_p I_{sp} + \tau_n I_{sn}}{V_T}(e^{V/V_T} - 1); \tag{7.76}$$

în cazul particular, cînd $\tau_p = \tau_n = \tau$, ultima relație devine

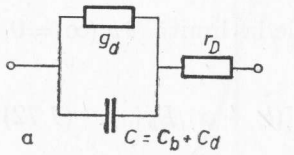
$$C_d = \frac{\tau I}{V_T} = \tau g_d, \tag{7.77}$$

unde

$$g_d = \left(\frac{dI}{dV}\right)_{V=V_Q} = \frac{I}{V_T} \tag{7.78}$$

reprezintă conductanța diferențială a diodei la polarizări directe, pentru tensiunea $V = V_Q$. Dependența $C_d(V)$ este arătată în figura 7.9,b; la polarizări inverse C_d este foarte mică, practic neglijabilă în raport cu C_b. Din relațiile (7.76), (7.77) se observă că C_d este puternic influențată de timpii de viață ai purtătorilor minoritari.

Schema echivalentă a diodei la frecvențe joase este arătată în figura 7.10, a unde r_D reprezintă rezistența de volum a regiunilor neutre și rezistența contactelor ohmice.



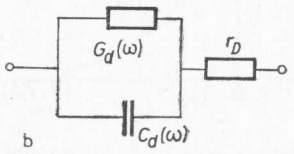


Figura 7.10. Scheme echivalente ale joncțiunii PN: a — frecvențe joase; b — frecvențe înalte.

VII.2.2. **Joncțiunea PN la frecvențe înalte. Scheme echivalente**

Comportarea joncțiunii PN la frecvențe înalte diferă de regimul staționar sau de joasă frecvență. Dacă peste tensiunea continuă, V_0, de polarizare directă, se aplică un semnal alternativ de mică amplitudine, avem

$$v_D(t) = V_0 + V_1 e^{j\omega t}, \tag{7.79}$$

$$i_D(t) = I_0 + I_1 e^{j\omega t}. \tag{7.80}$$

Purtătorii minoritari în exces din cele două regiuni vor avea o componentă continuă și una alternativă

$$p_n(x, t) = P_n(x) + p_{1n}(x, t), \tag{7.81}$$

$$n_p(x, t) = N_p(x) + n_{1p}(x, t). \tag{7.82}$$

Pentru găsirea expresiei analitice a purtătorilor minoritari ne referim la golurile din regiunea N. Ecuația de continuitate are expresia generală

$$\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial t} = -\frac{p_n(x,t) - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n(x,t)}{\partial x^2}; \tag{7.83}$$

introducînd (7.81) în (7.83) se obține

$$j\omega p_{1n} e^{j\omega t} = -\frac{P_n(x) + p_{1n}(x)e^{j\omega t} - p_{n0}}{\tau_p} + D_p\left[\frac{\partial^2 P_n(x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_{1n}(x) e^{j\omega t}}{\partial x^2}\right]. \tag{7.84}$$

Prin separarea termenilor corespunzători regimului continuu (staționar) și celui alternativ se obține

$$\frac{\partial^2 P_n(x)}{\partial x^2} - \frac{P_n(x) - p_{n0}}{L_p^2} = 0 \tag{7.85}$$

$$\frac{\partial^2 p_{1n}(x)}{\partial x^2} - \frac{p_{1n}(x)[1 + j\omega\tau_p]}{L_p^2} = 0. \tag{7.86}$$

Ecuația (7.85) are o soluție de forma (7.72),

$$P_n(x) - p_{n0} = p_{n0}(e^{V_0/V_T} - 1) e^{(l_n - x)/L_p}, \tag{7.87}$$

iar la limita regiunii de trecere,

$$P_n(l_n) = p_{n0}(e^{V_0/V_T} - 1). \tag{7.88}$$

Soluția ecuației (7.86) este de forma

$$p_{1n}(x) = A_1 e^{r_1 x} + A_2 e^{r_2 x}, \tag{7.89}$$

unde $r_{1,2} = \pm s_p/L_p$ ($s_p = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}$). Ţinînd cont că $V_1 \ll V_0$ condiţiile la limită sînt [2, 5]

$$\left.\begin{aligned} p_{1n}(\infty) &= 0, \\ p_{1n}(l_n) &= P_n(l_n)\frac{V_1}{V_T} \simeq p_{n0}\,e^{V_0/V_T}\frac{V_1}{V_T}; \end{aligned}\right\} \tag{7.90}$$

astfel soluţia (7.89) se scrie

$$p_{1n}(x) = \frac{V_1}{V_T} P_n(l_n)\, e^{(l_n - x)s_p/L_p}. \tag{7.91}$$

Soluţia completă a ecuaţiei (7.83) va fi

$$p_{1n}(x,\ t) = p_{n0} + p_{n0}(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)L_p} + \frac{V_1}{V_T} p_{n0}(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)s_p/L_p} \cdot e^{j\omega t}. \tag{7.92}$$

Curentul dat de difuzia golurilor în regiunea N este

$$i_P(x,\ t) = -qAD_p \frac{\partial}{\partial x}[p_{1n}(x, t)] = \frac{qAD_p\, p_{n0}}{L_p}(e^{V_0/V_T} - 1)e^{(l_n - x)/L_p} +$$

$$+ \frac{qAD_p\, V_1 p_{n0}\, s_p}{L_p\, V_T}(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{(l_n - x)s_p/L_p} \cdot e^{j\omega t}; \tag{7.93}$$

la limita regiunii de trecere, $x = l_n$, acest curent devine

$$i_P(t) = \frac{qAD_p\, p_{n0}}{L_p}(e^{V_0/V_T} - 1) + \frac{qAD_p\, p_{n0}\, s_p}{L_p}\frac{V_1}{V_T}(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{j\omega t}. \tag{7.94}$$

În mod analog, pentru curentul de electroni avem

$$i_N(t) = \frac{qAD_n\, n_{p0}}{L_n}(e^{V_0/V_T} - 1) + \frac{qAD_n\, n_{p0}\, s_n}{L_n}\frac{V_1}{V_T}(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{j\omega t}, \tag{7.95}$$

unde $s_n = \sqrt{1 + j\omega\tau_n}$.

Curentul total prin diodă este

$$i_D(t) = i_P(l_n,\ t) + i_N(-l_p,\ t) = qA\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n\, n_{n0}}{L_n}\right)(e^{V_0/V_T} - 1) +$$

$$+ \frac{qAV_1}{V_T}\left(\frac{D_p\, p_{n0}\, s_p}{L_p} + \frac{D_n\, n_{p0}\, s_n}{L_n}\right)(e^{V_0/V_T} - 1)\, e^{j\omega t}. \tag{7.96}$$

Ţinînd cont de (7.80) avem

$$I_0 = qA\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\right)(e^{V_0/V_T} - 1), \tag{7.97}$$

$$\underline{I}_1 = \frac{qAV_1}{V_T}\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} s_p + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n} s_n\right)(e^{V_0/V_T} - 1). \tag{7.98}$$

Prin definiţie admitanţa diodei la semnale alternative mici este

$$\underline{Y} = \frac{\underline{I}}{\underline{V}_1} = \frac{qA}{V_T}\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} s_p + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n} s_n\right) e^{V_0/V_T} \tag{7.99}$$

(s-a neglijat unitatea în raport cu $\exp[V_0/V_T]$).

Discutăm două cazuri limită.

a) **Frecvenţe relativ joase** ($\omega\tau_p \ll 1$, $\omega\tau_n \ll 1$). Prin dezvoltare binomială, mărimile s_p şi s_n devin

$$s_p(1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \simeq 1 + (1/2)j\omega\tau_p, \tag{7.100}$$

$$s_n = (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \simeq 1 + (1/2)j\omega\tau_n,$$

iar pentru $\underline{Y}$ se obţine expresia simplificată

$$\underline{Y} = G_{d0} + j\omega C_{d0} \tag{7.101}$$

unde

$$G_{d0} = \frac{qA}{V_T}\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\right) e^{V_0/V_T} \simeq \frac{I_0}{V_T}, \tag{7.102}$$

$$C_{d0} = \frac{qA}{2V_T}\left(\frac{D_p\, p_{n0}}{L_p}\tau_p + \frac{D_n\, n_{p0}}{L_n}\tau_n\right) e^{V_0/V_T} \simeq \frac{I_0}{2V_T}\tau = \frac{\tau g_d}{2} \tag{7.103}$$

(s-a considerat $\tau_p \simeq \tau_n = \tau$). Conductanţa şi capacitatea joncţiunii PN la semnale alternative mici depind de componenta continuă a curentului I_0, dar sînt independente de frecvenţă.

b) **Frecvenţe înalte** ($\omega\tau_p \gg 1$, $\omega\tau_n \gg 1$). Mărimile s_p şi s_n devin

$$s_p = (1 + j\omega\tau_p)^{1/2} \simeq (j\omega\tau_p)^{1/2} = \frac{1 + j}{\sqrt{2}}(\omega\tau_p)^{1/2},$$

$$s_n = (1 + j\omega\tau_n)^{1/2} \simeq (j\omega\tau_n)^{1/2} = \frac{1 + j}{\sqrt{2}}(\omega\tau_n)^{1/2}. \tag{7.104}$$

Introducînd aceste valori în (7.99) rezultă

$$\underline{Y} = G_d(\omega) + jB_d(\omega) = a_0\omega^{1/2} + ja_0\omega^{1/2}, \tag{7.105}$$

unde a_0 are expresia

$$a_0 = \frac{qA}{\sqrt{2}\,V_T}(D_p^{1/2}\, p_{n0} + D_n^{1/2}\, n_{p0})\, e^{V_0/V_T}; \tag{7.106}$$

astfel G_d variază cu frecvenţa după legea $\omega^{1/2}$, iar C_d după legea $\omega^{-1/2}$. Variaţia cu frecvenţa a mărimilor $G_d(\omega)$ şi $C_d(\omega)$ (valori normate)

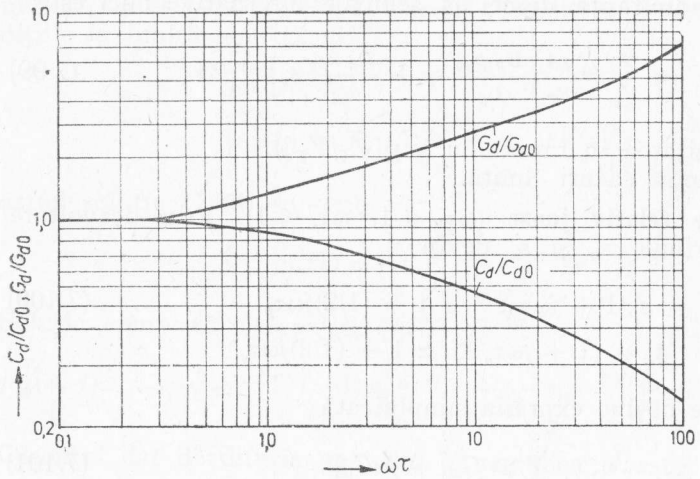


Figura 7.11. Variaţiile capacităţii C_d şi conductanţei G_d (valori normate) în funcţie de frecvenţă.

este arătată în figura 7.11. Schema echivalentă la frecvenţe înalte (ţinînd seama şi de rezistenţa r_D) este arătată în figura 7.10,b.

În domeniul microundelor trebuie luate în consideraţie încă două elemente: inductanţa, L_s, datorată terminalelor şi regiunilor neutre, şi capacitatea de încapsulare, C_p; astfel rezultă schema echivalentă completă din figura 7.10,c. Există construcţii speciale de diode cu joncţiuni PN, care pot funcţiona în schemele de detecţie şi mixare pînă la 3 — 5 GHz; se urmăreşte în principal micşorarea timpilor de viaţă a purtătorilor minoritari τ_p şi τ_n prin introducerea unor impurităţi suplimentare, cum ar fi atomi de Au, şi diminuarea elementelor parazite r_D, L_s, C_p.

VII.3. Diode varactor (DV)

VII.3.1. Parametri fundamentali şi scheme echivalente

Proprietatea generală a diodelor varactor (*var*iable re*actor*) este aceea că reactanţa lor capacitivă poate fi variată în limite largi, prin reglarea tensiunii de polarizare; în general dependenţa $C(V)$ este puternic neliniară; astfel DV sînt elemente de circuit neliniare. Aceste diode se utilizează pentru mixare (inclusiv detecţie), generare, modulaţie (inclusiv comutare de semnale) şi amplificare parametrică în microunde, precum şi la acordul altor tipuri de oscilatori, prin simpla reglare a tensiunii de alimentare. În regim normal

de funcţionare, DV sînt polarizate invers, urmărindu-se obţinerea unor capacităţi echivalente cu pierderi cît mai mici (rezistenţă inversă a DV cît mai mare, $R_p > 10^7\Omega$).

Legea de variaţie a capacităţii în funcţie de tensiunea aplicată depinde de profilul concentraţiilor de impurităţi în spaţiul unde se întinde regiunea de trecere.

a) **Capacitatea de barieră.** Considerăm o joncţiune puternic asimetrică, P^+N, unde impurităţile acceptoare au o variaţie abruptă, iar pentru impurităţile donoare se presupun diferite legi de variaţie (fig. 7.12,a). Ecuaţia lui Poisson unidimensională pentru regiunea

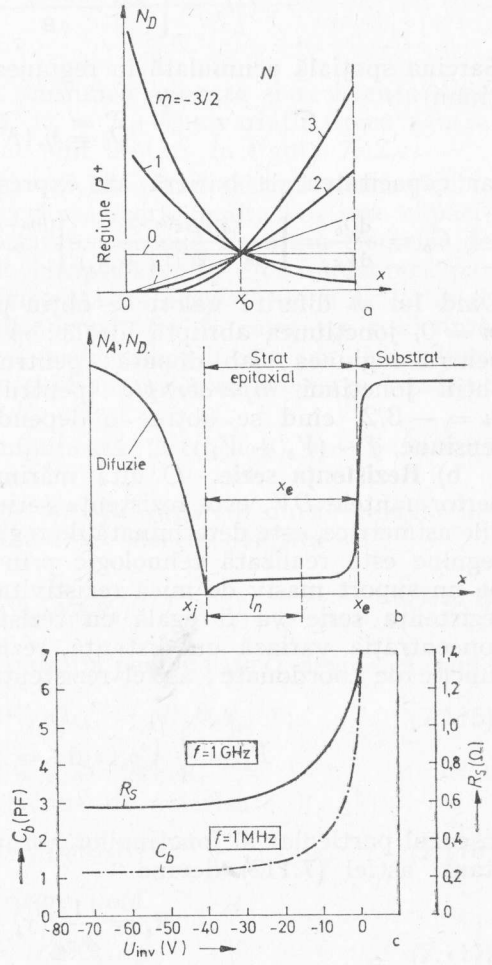


Figura 7.12. Dioda varactor:
a — legi de variaţie a concentraţiilor impurităţilor în apropierea joncţiunii; b — structură fizică; c — variaţii tipice pentru C_b şi rezistenţa serie R_s.

de trecere (care se întinde, în principal, în regiunea N) este

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qN_x}{\varepsilon}, \tag{7.107}$$

unde N_x are expresia generală

$$N_x = Bx^m; \tag{7.108}$$

integrînd ecuația (7.107) cu condițiile la limita $V(0) = 0$, $V(l_n) = V_b + V_i$, unde V_b este tensiunea de barieră, iar V_i tensiunea inversă aplicată, se obține

$$l_n = \left[\frac{\varepsilon(m+2)(V_b + V_i)}{qB}\right]^{1/(m+2)}. \tag{7.109}$$

Sarcina spațială acumulată în regiunea de trecere este (A-aria joncțiunii)

$$Q_b = qAN_x l_n, \tag{7.110}$$

iar capacitatea de barieră are expresia generală

$$C_b = \frac{dQ_b}{dV_i} = \left[\frac{qAB\varepsilon(m+1)}{(m+2)(V_b + V_i)}\right]^{1/(m+2)} = C_{b0}\left(1 + \frac{V_i}{V_b}\right)^{-1/(m+2)}. \tag{7.111}$$

Dînd lui m diferite valori se obțin profile cunoscute de joncțiuni: $m = 0$, joncțiunea abruptă ideală; $m = 1$, joncțiune liniar gradată, pentru regiunea slab dopată; pentru valori negative ale lui m se obțin joncțiuni *hiperabrupte* (pentru DV utilizate la acord se ia $m = -3/2$, cînd se obține o dependență liniară între frecvență și tensiune, $f \sim (V_b + V_i)$).

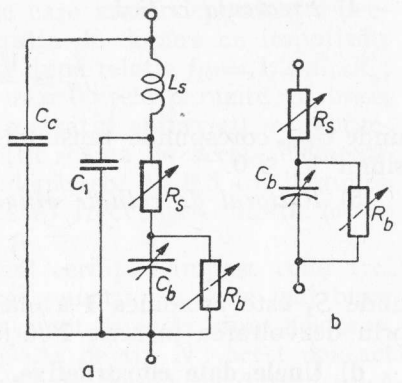
b) **Rezistența serie.** O altă mărime importantă, ce influențează performanțele DV, este rezistența serie (de volum), care, la joncțiunile asimetrice, este determinată de regiunea mai slab dopată; această regiune este realizată tehnologic prin creșterea unui strat epitaxial pe un suport masiv de mică rezistivitate (fig. 7.12,b); prin urmare rezistența serie va fi egală cu rezistența stratului epitaxial. Dacă concentrația variază cu distanța, rezistivitatea $\rho_n(x) = 1/\sigma_n(x)$ este funcție de coordonate; astfel rezistența serie este

$$R_s = \frac{1}{A}\int_{l_n}^{x_e} \rho_n(x)dx = \frac{1}{A}\int_{l_n}^{x_e} \frac{1}{\sigma_n(x)}dx; \tag{7.112}$$

în cazul particular al joncțiunilor abrupte, $m = 0$, iar $\rho_n(x)$ este constant, astfel (7.112) devine

$$R_s = \frac{1}{A\sigma_n}(x_e - l_n). \tag{7.113}$$

Figura 7.13. Scheme echivalente ale diodei varactor:
a — completă; b — simplificată.



Fiind dat că l_n este funcție de tensiunea aplicată și rezistența serie este funcție de tensiunea inversă, $R_s = R_s(V_i)$; variații tipice pentru C_b și R_s în funcție de tensiune sînt arătate în figura 7.12,c.

c) **Scheme echivalente.** În figura 7.13, a este arătată schema echivalentă completă a DV la frecvențe foarte înalte: C_b este capacitatea de barieră, C_1 este o capacitate parazită datorată efectelor de margine, C_c este capacitatea de încapsulare, L_s este inductanța parazită a terminalelor, R_p este rezistența diferențială inversă. La frecvențe de cîțiva GHz și montînd adecvat DV în cavitatea rezonantă sau ghid de unde, în cadrul unei analize simplificate pot fi neglijate L_s, C_c, C_1 (fig. 7.13,b); trebuie subliniat că prin creșterea tensiunii inverse V_i, C_b și R_s scad, iar R_p crește.

Din schema echivalentă simplificată (intrinsecă) pot fi definiți cîțiva parametri utili.

1) *Factorul de calitate* Q, definit ca raportul dintre energia înmagazinată în elementele reactive și energia disipată [2],

$$Q = \frac{\omega C_b R_p}{1 + \omega^2 C_b^2 R_p R_s}. \tag{7.114}$$

Din condiția $dQ/d\omega = 0$ rezultă pulsația pentru care Q devine maxim:

$$\omega_0 = 1/C_b(R_p R_s)^{1/2},\ Q_{max} = (R_p/4R_s)^{1/2}; \tag{7.115}$$

în domeniul microundelor avem $Q \simeq 1/\omega C_b R_s$.

2) *Frecvența limită* la o tensiune de polarizare V_i

$$f_{(V_i)} = 1/2\pi C_b R_s. \tag{7.116}$$

3) *Frecvența limită la polarizare nulă*

$$f_{(0)} = 1/2\pi C_{b0} R_s. \tag{7.117}$$

4) *Frecvența critică*

$$f_{cr} = \frac{1/C_{bmin} - 1/C_{bmax}}{2\pi R_s}, \qquad (7.118)$$

unde C_{bmin} corespunde tensiunii inverse de străpungere, iar C_{bmax} tensiunii $V_t \lesssim 0$.

5) *Factorul de calitate dinamic* [1]

$$\tilde{Q} = S_1/\omega R_s, \qquad (7.119)$$

unde S_1 este armonica I a elastanței (inversul capacității), obținută prin dezvoltarea în serie Fourier a mărimii $S(t) = 1/C_b(t)$.

d) **Unele date constructive.** Doi factori importanți determină valorile maxime ale frecvențelor limită: 1) Frecvența de relaxare dielectrică a semiconductorului, $f_d = 1/\tau_d$, unde τ_d este timpul de relaxare dielectrică; la frecvențe $f > f_d$ curentul de deplasare devine preponderent față de cel de conducție; astfel structura se comportă ca o capacitate constantă a cărei valoare depinde de permitivitatea dielectrică și dimensiunile geometrice. Frecvența f_d are valori relativ ridicate; de exemplu, pentru DV din GaAs cu $V_{str} \simeq 10$ V s-a calculat $f \simeq 10^{14}$ GHz. 2) Fenomenul de saturație a vitezei de deplasare a electronilor și golurilor. La Si și GaAs viteza electronilor este limitată (prin fenomene de împrăștiere) la $v_l \simeq 10^7$ cm/s; pentru încărcarea sau golirea stratului de sarcină spațială cu $l_{ns} = 10^{-5}$ cm sînt necesare 10^{-12} s, astfel $f_v \simeq 10^3$ GHz. De asemenea, la frecvențe ce depășesc 100 GHz trebuie luat în considerație efectul pelicular al structurii.

Pentru DV care funcționează în microunde sînt importanți în primul rînd trei parametri: 1) frecvența limită, $f(0)$, trebuie să fie cu cel puțin un ordin de mărime mai mare decît frecvența de lucru, prin urmare sînt necesare frecvențe limită de ordinul $10^3 - 10^4$ GHz; 2) capacitatea trebuie să fie foarte mică (0,001 — 0,05 pF) și să nu varieze cu frecvența în scopul unei bune adaptări; 3) contactele, terminalele și capsula trebuie să introducă minimum de elemente parazite.

Dintre DV cu joncțiuni cele mai bune performanțe în domeniul microundelor se obțin cu structuri din GaAs preparate prin tehnologia epitaxială sau prin implantare ionică; în GaAs mobilitățile purtătorilor au valori mai ridicate decît la Si și Ge, astfel rezistența serie are valori foarte mici. În cazul tehnologiei epitaxiale se pot obține frecvențe limită $f_{(0)} > 200$ GHz. Dacă grosimea stratului epitaxial este egală cu lărgimea regiunii de trecere la tensiunea de străpungere, atunci rezistența serie este $R_s = R_e = \rho_e (l_{ns} - l_{n0})/A$, unde l_{ns} este lărgimea regiunii de trecere la tensiunea de străpungere.

În figura 7.14 [1] sînt date curbe care arată dependența frecvenței limită proprie, $f_{(0)}$, de concentrația de dopare cu impurități donoare. Frecvențele limită sînt calculate după relația $f_{(0)} = 1/2\pi C_{b0} R_e$; curba a este ideală deoarece neglijează rezistențele parazite: a bazei (suport semiconductor pe care se crește stratul epitaxial), a contactelor ohmice, a regiunii P; curbele b țin seama de aceste elemente parazite. Grosimea stratului epitaxial depășește cu 0,5 μm lărgimea l_{ns}; diametrul joncțiunii influențează slab frecvențele limită ($d_1 = 10$ μm, $d_2 = 20$ μm, $d_3 = 40$ μm).

Construcțiile care satisfac concomitent cerințele impuse celor trei parametri principali sînt DV cu contact punctiform. Cele mai bune exemplare s-au obținut prin utilizarea unor fire de bronz fosforos, Cu sau Zn, care apasă pe plăcuțe de GaAs de tip N; acest contact se „formează" prin trecerea unor impulsuri de curent de durată mică și intensitate mare [5]. Are loc o microdifuzie a impurităților acceptoare din vîrful metalic spre rețeaua de GaAs, formîndu-se o microjoncțiune; poate avea loc, de asemenea, o aliere prin topire locală, formîndu-se o joncțiune abruptă. În anumite situații se poate forma o diodă cu barieră Schottky.

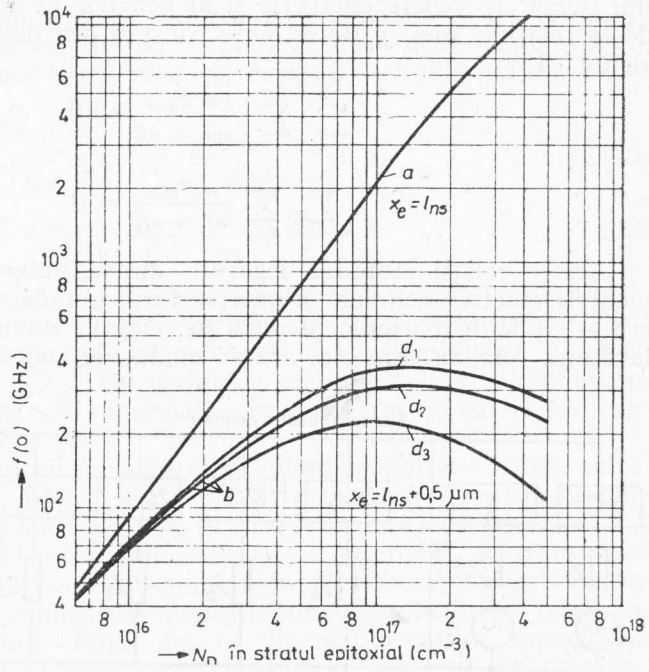


Figura 7.14. Dependența frecvenței limită a DV de concentrația impurităților.

Datorită contactului punctiform, capacitățile de barieră au valori foarte mici, sub 0,001 pF. Întrucît contactul punctiform poate fi realizat direct în interiorul ghidului de undă, se înlătură elementele parazite de încapsulare și influența mediului ambiant. Trebuie arătat că diodele cu contact punctiform pot fi utilizate în microunde ca *varistori*, elemente cu rezistență neliniară (în schemele de mixare, detecție și generare de armonici). Contactul punctiform utilizat ca varistor se fabrică de obicei prin bombardament ionic; prin acest procedeu s-au realizat multiplicatori de frecvență pînă la 10^3 GHz.

VII.3.2. **Aplicații ale DV**

A. *Considerații generale*

Ca elemente de circuit în domeniul microundelor diodele varactor sînt considerate capacități neliniare cu pierderi foarte mici; dintre domeniile cu cele mai largi utilizări ale diodelor varactor pot fi enumerate: amplificare parametrică cu zgomot redus, generare de armonici, mixare de frecvențe. Pentru delimitarea acestor procese din punct de vedere energetic și al benzilor de frecvență, se pleacă de la relațiile Manley-Rowe, care constau din două ecuații independente [1]

$$\sum_{m=0}^{+\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{m\,P_{m,n}}{mf_1+nf_2}=0, \tag{7.120}$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\sum_{n=0}^{+\infty}\frac{n\,P_{m,n}}{mf_1+nf_2}=0. \tag{7.121}$$

Aceste relații stabilesc legătura dintre puterea aplicată pe elementele reactive neliniare și puterea furnizată de către acestea. Pentru a explicita mărimile ce intră în relațiile Manley-Rowe ne referim la figura 7.15, în care este arătat modul de conectare a elementului

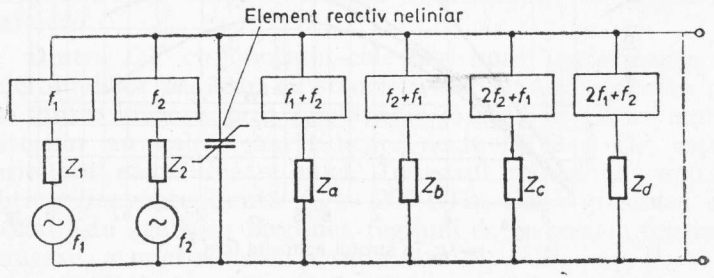


Figura 7.15. Schema generală de principiu a convertorului cu diodă varactor.

reactiv neliniar cu generatorii și sarcina; pentru simplitate atît generatorii cît și sarcinile posibile sînt prevăzute cu filtre ideale, marcate prin dreptunghiuri, care lasă să treacă numai frecvența înscrisă și rejectează toate celelalte frecvențe. Relațiile (7.120), (7.121) se referă la cazul cînd schema conține o singură reactanță neliniară fără pierderi, care este astfel excitată încît curentul și tensiunea pe această reactanță au un spectru de frecvențe de tipul $\pm(mf_1+nf_2)$, unde m, n sînt întregi iar f_1 și f_2 reprezintă frecvențele generatorilor; prin $P_{m,n}$ s-a notat puterea medie aplicată pe reactanța neliniară.

Relațiile Manley-Rowe au un caracter de principiu și permit schițarea căilor generale de studiu a diverselor categorii de circuite fără a efectua analiza detaliată a unei scheme concrete; aceste relații nu depind de caracteristica elementului neliniar și de nivelul semnalelor (puterilor) aplicate. Întrucît elementul neliniar este presupus fără pierderi, suma puterilor de diferite frecvențe, raportată la elementul neliniar, trebuie să fie egală cu zero.

Considerăm cîteva cazuri particulare.

1) *Conversie de frecvență fără „inversie"*. Reactanța neliniară este excitată pe frecvențele f_1 și f_2, iar frecvența $f_3=f_2+f_1$ este generată. Presupunem că puterea generatorului de semnal cu frecvența f_1 este mult mai mare decît puterea generatorului pe frecvența f_2; în acest caz generatorul de frecvență f_2 produce doar modulația capacității și se numește *generator de pompaj*. Relațiile Manley-Rowe devin

$$\frac{P_{1,0}}{f_1}+\frac{P_{1,1}}{f_1+f_2}=\frac{P_1}{f_1}+\frac{P_3}{f_3}=0, \tag{7.122}$$

$$\frac{P_{0,1}}{f_2}+\frac{P_{1,1}}{f_1+f_2}=\frac{P_2}{f_2}+\frac{P_3}{f_3}=0. \tag{7.123}$$

Întrucît puterea de pompaj, P_2, este totdeauna pozitivă, din ultimele două relații rezultă că P_3 este negativă, iar P_1 pozitivă. Din (7.122) rezultă că valoarea maximă a coeficientului de amplificare a puterii este $G_{31}=f_3/f_1$ $(f_3>f_1)$. Un astfel de amplificator este numit convertor pe banda laterală superioară sau convertor superior fără „inversie" (modulator).

Dimpotrivă, dacă pe capacitatea neliniară se aplică o putere mică, P_3, de frecvență f_3, din (7.122), (7.123) rezultă că P_1 și P_2 trebuie să fie negative. Prin urmare, P_3 se divide în două părți, P_1 și P_2; dacă $f_3 \gg f_1$ atunci cea mai mare parte a puterii P_3 se transformă în P_2 și doar o fracțiune neînsemnată în P_1. Circuitul care funcționează în astfel de condiții se numește convertor inferior fără „inversie" (demodulator). Fiind dat că P_2 este negativă, capacitatea neliniară constituie o reactanță negativă în sistemul de pompaj; astfel circuitul poate fi instabil.

2) *Conversie de frecvență cu „inversiune”*. Dacă frecvențele se află în raportul $f_3 = f_2 - f_1$, adică frecvența semnalului de ieșire este egală cu diferența dintre frecvența de pompaj și cea a semnalului de intrare, relațiile Manley-Rowe devin

$$\frac{P_1}{f_1} - \frac{P_2}{f_3} = 0, \tag{7.124}$$

$$\frac{P_2}{f_2} + \frac{P_3}{f_3} = 0. \tag{7.125}$$

Fiind dat că totdeauna puterea semnalului de pompaj este pozitivă, din ultimele două relații rezultă că P_1 și P_3 sînt negative; aceasta înseamnă că elementul reactiv neliniar furnizează o putere mai mare decît cea primită de la generatorul de semnal de frecvență f_1. Astfel, pentru raportul $f_3 = f_3 - f_1$, puterea de frecvență f_1 poate fi amplificată pe aceeași frecvență, în timp ce în cazul precedent, $f_3 = f_2 + f_1$, amplificarea de putere era posibilă numai pe seama conversiei superioare. Puterile P_1 și P_3 depind de puterea de pompaj și de variațiile impedanțelor externe, dar sînt legate prin relația $G_{31} = f_3/f_1$.

Dacă frecvența semnalului de ieșire, f_3, este egală cu frecvența semnalului de intrare f_1, puterea P_3 se disipă în circuit fără a fi utilizată, iar frecvența f_3 este numită de mers în gol (idler); atenuarea semnalului de mers în gol (idler) determină și atenuarea amplificării pe frecvența semnalului de intrare. Atunci cînd frecvența de semnal, f_1, și frecvența idler sînt suficient de depărtate, astfel încît filtrul de semnal nu lasă să treacă și frecvența idler, amplificatorul se numește *nedegenerat*; dacă însă prin filtrul de semnal trec atît frecvența f_1 cît și f_3, amplificatorul se numește *degenerat*.

În cazul cînd $f_3 \gg f_1$, iar puterea de ieșire P_3 este de frecvență f_3, circuitul se numește convertor superior cu „inversie” (modulator); dacă $f_3 < f_1$ circuitul reprezintă un convertor inferior fără „inversie” (demodulator). Termenul „inversie” arată că spectrul semnalului de ieșire (toate frecvențele combinate) este inversat în raport cu frecvența de pompaj.

3) *Generator de armonici*. Dacă se presupune că reactanța neliniară este excitată numai de către semnalul de frecvență f_1, atunci $n = 0$ și relația (7.120) devine

$$P_1 = \sum_{m=2}^{+\infty} - P_m; \tag{7.126}$$

puterea de ieșire totală a tuturor armonicelor este egală cu puterea aplicată. Dacă circuitul este astfel acordat încît la ieșire puterea pe

sarcină să corespundă armonicii dorite, iar celelalte armonici sînt scurtcircuitate prin reactanțe pure, atunci randamentul de conversie poate atinge valori foarte ridicate ($\simeq 100\%$).

B. *Exemple de scheme*

În continuare se prezintă cîteva exemple de scheme cu *DV*; alte exemple interesante pot fi găsite în lucrările [1, 14, 17].

1) *Generator de armonici pe 12 GHz*. Există mai multe tipuri de scheme pentru multiplicarea frecvenței cu *DV*; trei dintre ele sînt mai des utilizate în practică (fig. 7.16). În schema din figura 7.16,a circuitul de intrare constă din inductanțele L_1, L_4, dioda varactor *DV* și transformatorul T_{r1}, de adaptare a impedanței; grupul L_2, C_2 formează o rezonanță serie pentru armonica a doua, împiedicînd astfel apariția acestei armonici în circuitele de intrare și ieșire; capacitorul de acord, C_3, permite obținerea rezonanței serie în circuitul de ieșire pentru armonica dorită, iar transformatorul T_{r2} are rol de adaptare a impedanțelor. Schema din fig. 7.16, b prezintă performanțe superioare în sensul că are două filtre speciale (capcane): L_1, C_1 oprește pătrunderea armonicii întîi în circuitul de intrare, L_3, C_3 înlătură șuntarea de către circuitul de ieșire a armonicii întîi. Elementele L_1, C_1 și L_3, C_3 sînt astfel realizate încît să poată

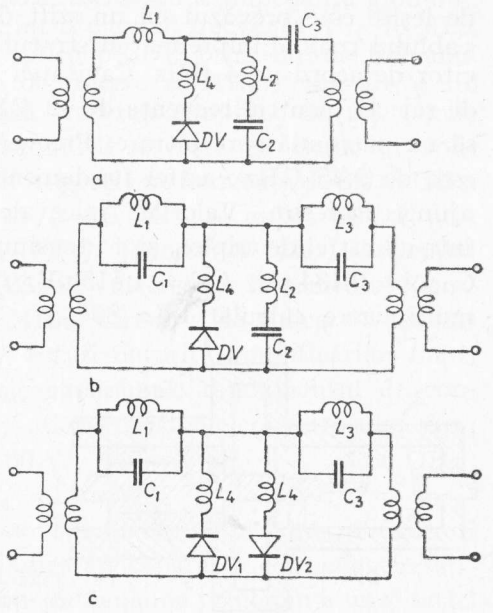


Figura 7.16. Exemple de scheme cu diode varactor:
a — cu o singură diodă; b — cu filtre suplimentare; c — cu două diode.

asigura acordul necesar pe intrare și ieșire. Schema din figura 7.16,c se deosebește de precedentele prin faptul că în locul grupului L_2, C_2 se conectează o altă diodă varactor, DV_2, înseriată cu inductanța L_4. Printr-o polarizare adecvată, fiecare diodă varactor formează un circuit idler în raport cu cealaltă diodă, iar puterea supusă transformării se poate dubla. Fiind dat că circuitul idler este simetric, armonicele pare sînt eliminate la intrare și la ieșire.

Ca exemplu concret, mai jos este descris un triplor de frecvență de la 4 GHz la 12 GHz (fig. 7.17). Semnalul de la generator, avînd frecvența de 4 GHz, se aplică schemei printr-un tronson de cablu coaxial avînd impedanța caracteristică de 50 Ω; semnalul de ieșire este transmis către sarcină prin intermediul unui ghid de unde pe 12 GHz. Schema echivalentă a triplorului corespunde schemei de principiu din figura 7.16, b, cu singura diferență că filtrul L_3, C_3 este înlocuit în figura 7.17 printr-un filtru trece-sus.

Funcționarea triplorului decurge astfel. Puterea de intrare de frecvență $f_1 = 4$ GHz ajunge la DV prin intermediul cablului coaxial (1). Curentul armonicii a treia, $f_3 = 12$ GHz, care ia naștere în DV, excită în ghidul de undă (3) cîmpuri de microunde care se grupează spre capătul unde este fixată bucla de extragere a puterii de ieșire. Prin reglarea adîncimii de pătrundere a vîrfului (2), fixat pe firul central al cablului, se urmărește atenuarea frecvenței de 8 GHz, în sensul că inductanța echivalentă a vîrfului, împreună cu capacitatea DV, formează un circuit serie pentru frecvența idler de 8 GHz. Ghidul de ieșire este prevăzut cu un știft de acord (4). Firul central (5) al cablului coaxial împreună cu stratul dielectric (6) formează un capacitor de acord pe 4 GHz. Cavitatea rezonantă (7) formează un filtru de rejecție pentru frecvența de 12 GHz, astfel încît această frecvență să nu pătrundă spre intrare. Frecvența de tăiere a ghidului de ieșire este de 9,45 GHz; astfel fundamentala și armonica a doua nu pot ajunge la ieșire. Valorile tipice ale unei diode cu GaAs, utilizată într-un astfel de triplor, sînt: tensiunea de străpungere $V_{str} = -30$ V, $C_{(Vstr)} = 0{,}134$ pF, $C_{p0} = 1{,}515$ pF, $f_{(0)} = 800$ GHz, randamentul de multiplicare calculat, $\eta \simeq 80\%$.

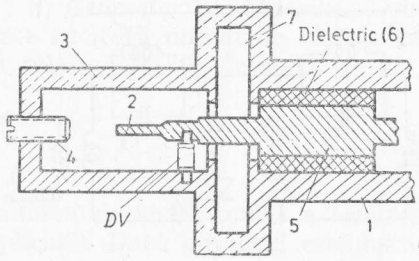


Figura 7.17. Triplor de frecvența 4 → 12 GHz cu DV.

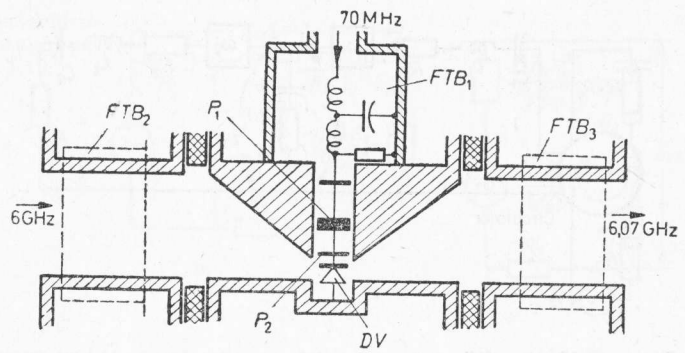


Figura 7.18. Convertor superior pe 6 GHz cu DV.

2) *Convertor superior pe 6 GHz.* Convertorul superior reprezintă o schemă cu DV, care produce mixarea a două frecvențe, f_1 și f_2 (cu $f_2 > f_1$), rezultînd o a treia frecvență f_3 (cu $f_3 > f_1$). Conversia superioară poate fi de două feluri: pe banda laterală superioară (fără inversiune) cînd $f_3 = f_2 + f_1$ și pe banda laterală inferioară (cu inversie) cînd $f_3 = f_2 - f_1$.

În figura 7.18 este arătată schema unui convertor superior fără inversie de la 70 MHz la 6,07 GHz. În regiunea unde este plasată DV secțiunea ghidului se micșorează, astfel scade impedanța ghidului, ușurîndu-se acordul. Semnalul de intrare avînd frecvența $f_1 = 70$ MHz este modulat în frecvență și se aplică pe DV prin intermediul unui filtru trece-bandă FTB_1 (banda de trecere 20 MHz), care are și rol de adaptare. Pistonul 1 împiedică trecerea cîmpului de microunde spre generatorul de semnal; pistonul 2 servește ca element suplimentar de acord a DV și suportului respectiv pe frecvența de 6,035 GHz. Semnalul de pompaj, de frecvență $f_2 = 6$ GHz, se aplică pe DV prin intermediul filtrului trece-bandă FTB_2 (banda 20 MHz); semnalul de ieșire de frecvență $f_3 = 6{,}07$ GHz se culege prin intermediul filtrului trece-bandă FTB_3 (banda 20 MHz). Circuitul de aplicare a semnalului f_1 are pierderi relativ mari; totuși datorită amplificărilor mari, obținute în procesul de conversie superioară, randamentul de conversie este relativ ridicat $\eta \simeq 62\%$. Caracteristicile convertorului sînt: DV este din Si cu $V_{str} = -30$ V, $C_{b0} = 1$ pF, $f_{(0)} = 250$ GHz; $P_1 = 70$ mW, $P_2 = 320$ mW, $P_3 = 20$ mW.

3) *Amplificator parametric cu circulator.* Dintre amplificatorii parametrici cu DV o largă răspîndire au căpătat-o cei nedegenerați, în care se operează cu trei frecvențe. Schema de principiu a unui astfel

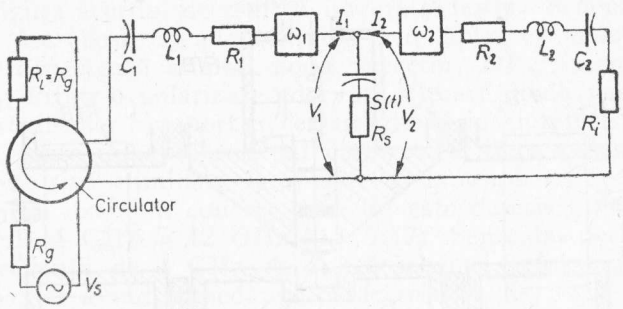


Figura 7.19. Amplificator parametric cu circulator echipat cu *DV*.

de amplificator este arătată în figura 7.19. La acești amplificatori semnalele de intrare și de ieșire au aceeași frecvență, se aplică și se culeg din același punct; pentru separarea semnalului de ieșire față de cel de intrare (și viceversa) este necesar să se utilizeze dispozitive unidirecționale cum ar fi *circulatorul*. O altă metodă de separare a celor două semnale constă în utilizarea unor scheme în punte, obținîndu-se amplificatori parametrici în punte.

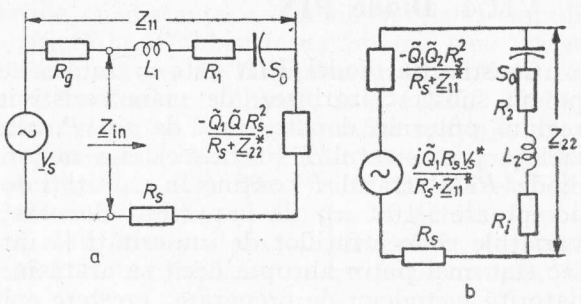
Referindu-ne la amplificatorul parametric cu circulator din figura 7.19 se observă că rezistența internă a generatorului trebuie să fie egală cu rezistența de sarcină. Grupul L_1, C_1, R_1 constituie circuitul de intrare, iar L_2, C_2, R_2 circuitul idler; R_i este rezistența externă de sarcină pentru frecvența idler. Dioda varactor este reprezentată prin elastanța $S(t)$ și rezistența serie R_s; dreptunghiurile marcate prin ω_1, ω_2 reprezintă filtre cu banda de trecere corespunzătoare frecvențelor de semnal, respectiv idler. Ecuația matriceală care descrie schema este

$$\begin{bmatrix} \underline{V}_1 \\ \underline{V}_2^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_0}{j\omega_1} & -\frac{S_1}{j\omega_2} \\ \frac{S_1}{j\omega_1} & -\frac{S_0}{j\omega_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{I}_2^* \end{bmatrix}, \tag{7.127}$$

unde $\underline{V}_1$, $\underline{I}_1$ corespund frecvenței ω_1, $\underline{V}_2^*$, $\underline{I}_2^*$ (mărimi conjugate) corespund frecvenței ω_2; S_0, S_1 sînt coeficienții Fourier de ordin 0, respectiv ordin 1 din dezvoltarea în serie a elastanței $S(t)$. Dacă se introduce factorul de calitate dinamic, $\tilde{Q}$, se poate scrie

$$\tilde{Q}_1 = \frac{|S_1|}{\omega_1 R_s}, \quad \tilde{Q}_2 = \frac{|S_1|}{\omega_2 R_s}, \tag{7.128}$$

Figura 7.20. Scheme echivalente ale amplificatorului parametric din figura 7.19.



iar ecuația (7.127) devine

$$\begin{bmatrix} \underline{V}_1 \\ \underline{V}_2^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_0}{j\omega_1} & j\tilde{Q}_2 R_s \\ -j\tilde{Q}_1 R_s & -\frac{S_0}{j\omega_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{I}_2^* \end{bmatrix}. \tag{7.129}$$

Conform ultimei ecuații, rezultă schemele echivalente din figura 7.20, a, b, corespunzătoare celor două frecvențe, ω_1 și ω_2.

Impedanța de intrare a amplificatorului la frecvența ω_1 este

$$\underline{Z}_{in} = R_s + R_1 + \mathrm{Re}\left[-\frac{\tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2}{R_s+\underline{Z}_{22}^*}\right] + j\left(\omega_1 L_1 - \frac{S_0}{\omega_1}\right) + j\mathrm{Im}\left[-\frac{\tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2}{R_s+\underline{Z}_{22}^*}\right], \tag{7.130}$$

unde $\underline{Z}_{22}^* = R_1 + R_2 - j(\omega_2 L_2 - S_0/\omega_2)$; se observă că al treilea termen din expresia impedanței reprezintă o rezistență negativă determinată de excitarea parametrică. Atunci cînd rezistența totală de intrare este negativă, adică $\mathrm{Re}[-\tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2/(R_1+\underline{Z}_{22}^*)] > R_1 + R_s$ are loc amplificarea puterii. Coeficientul de amplificare are expresia [1]

$$G_{11} = \frac{|(\underline{Z}_{11} - R_1) - [R_s + R_1 - \tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2/(R_s+\underline{Z}_{22}^*)]|^2}{|(\underline{Z}_{11} - R_1) + [R_s + R_1 - \tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2/(R_s+\underline{Z}_{22}^*)]|^2}, \tag{7.131}$$

unde $\underline{Z}_{11} = R_g + R_1 + j(\omega_1 L_1 - S_0/\omega_1)$; acest coeficient devine infinit (amplificatorul devine generator) cînd $R_s + \underline{Z}_{11} = \tilde{Q}_1\tilde{Q}_2R_s^2/(R+\underline{Z}_{22}^*)$.

În [22] este descris un amplificator parametric cu *DV*, realizat miniatural, care funcționează în banda de 20 GHz; utilizîndu-se o *DV* cu GaAs, avînd $C_{b0} = 0{,}3$ pF și $f_{(0)} = 300$ GHz s-a obținut un cîștig de 15 dB cu factor de zgomot sub 2,3 dB. Particularitatea constructivă este aceea că filtrul de rejecție a frecvenței idler din circuitul *DV* este realizat sub forma unei linii în $\lambda/4$, care face corp comun cu montura *DV*.

VII.4. **Diode PIN**

Construcția diodei *PIN* este arătată schematic în figura 7.21, a: pe un substrat intrinsec, de mare rezistivitate, se realizează două regiuni puternic dopate, una de tip *P*, alta de tip *N*, care rămîn izolate prin stratul *I* (intrinsec). La majoritatea tipurilor reale de diode *PIN* stratul *I* conține în cantități foarte mici fie impurități acceptoare (strat π), fie impurități donoare (strat ν); de asemenea, variațiile concentrațiilor de impurități la interfața cu stratul intrinsec sînt mai puțin abrupte decît se arată în figura 7.21, b și aceasta datorită metodelor de preparare: creștere epitaxială, difuzie și uneori

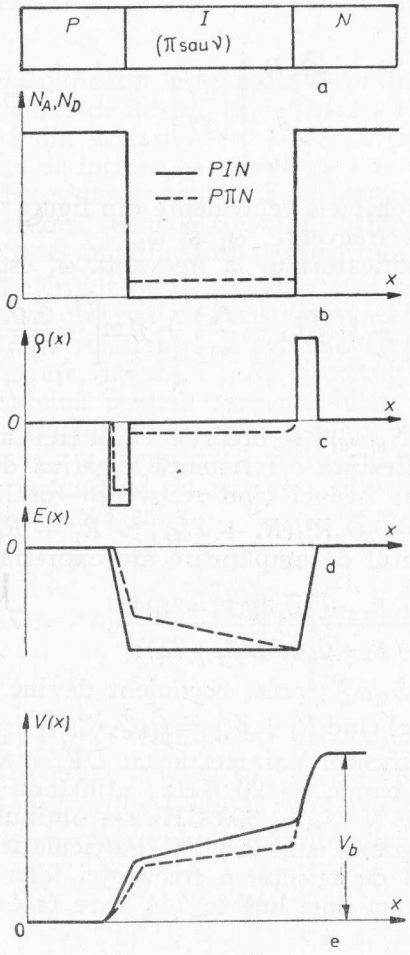


Figura 7.21. Procese fizice în dioda *PIN*: a — structură; b — concentrația de dopare; c — sarcina spațială; d — cîmpul electric; e — potențialul de barieră.

implantare ionică. Variațiile cu distanța a sarcinii spațiale, cîmpului electric și potențialului barieră la echilibru termodinamic sînt arătate în figura 7.21, c, d, e; s-a presupus că lărgimea stratului intrinsec este mult mai mică decît lungimile de difuzie, $w \ll L_p, L_n$. Trebuie subliniat faptul că în stratul *I* nu se formează sarcini spațiale, deoarece concentrația impurităților este foarte mică; sarcina spațială a regiunii de trecere este localizată în regiunile *P* și *N* în limitele unor distanțe foarte mici. Dacă se presupune că între regiunile *P* și *N* există un strat π (sau ν) slab dopat, atunci pentru sărăcirea totală de purtători a acestui strat trebuie aplicată o tensiune inversă, V_s, numită de „sărăcire".

Diodele PIN se utilizează în domeniul microundelor ca comutator ideal (pierderi neglijabile) de canale, de mare viteză; pot fi utilizate, de asemenea, la frecvențe înalte de ordinul zecilor de MHz ca atenuator variabil și modulator de amplitudine a semnalelor. Deschiderea și închiderea comutatorului se realizează prin aplicarea tensiunilor de polarizare inversă, respectiv directă, de amplitudini suficiente.

a) **Comportarea la tensiuni inverse.** La fel ca și în cazul joncțiunii *PN* clasice, la joncțiunea *PIN* polarizată invers distingem o capacitate de barieră C_b și o rezistență diferențială inversă, R_p, conectată în paralel cu C_b. Particularitatea joncțiunii *PIN* constă în faptul că C_p are o variație neglijabilă cu V_{inv} și în calculele aproximative se ia $C_b(V_{inv}) = \text{const}$; această particularitate este urmarea faptului că lungimile l_p și l_n, în care se formează sarcina spațială, rămîn aproximativ constante la variațiile tensiunii V_{inv}. Valoarea capacității de barieră este $C_b = \varepsilon A/w$, unde A este aria joncțiunii, iar ε este permitivitatea electrică a semiconductorului. Rezistența diferențială inversă are valori foarte mari, $R_p > 10^9\ \Omega$, pentru o gamă largă de valori ale tensiunii inverse.

Schema echivalentă generală a diodei *PIN* la polarizări inverse (comutator deschis) este arătată în figura 7.22, a, unde: C_b este capacitatea de barieră, iar R_p este rezistența diferențială inversă datorată purtătorilor minoritari; R_s include rezistența de volum a regiunilor *P* și *N* și rezistența contactelor ohmice; L_s este inductanța parazită a terminalelor; C_1 este capacitatea parazită a contactelor (numită adesea de „margine"); C_c este capacitatea de încapsulare. Față de schema echivalentă a diodei varactor, aici mai apar capacitatea C_i și rezistența R_i, asociate stratului *I*. În construcțiile practice de diode *PIN*, între regiunile *P* și *N* există un strat π; astfel la tensiuni inverse nu prea mari acest strat nu este sărăcit pe întreaga lărgime w, ci numai pe o distanță a; C_i reprezintă capacitatea regiunii nesărăcite, iar R_i rezistența de volum a acestei regiuni. Dacă se presupune un strat π, regiunea sărăcită are lărgimea [1]

$$a = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_\pi}(V_b - V_{inv})\right]^{1/2}; \qquad (7.132)$$

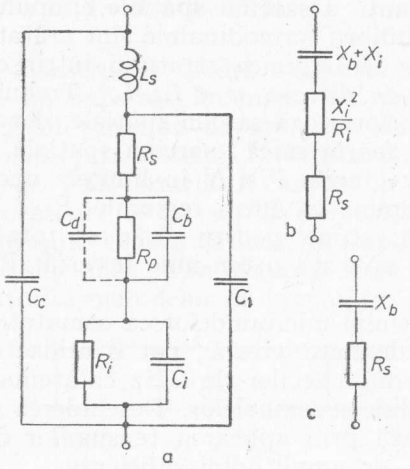


Figura 7.22. Scheme echivalente ale diodei *PIN*: a — schema generală pentru polarizări inverse; b, c — simplificări pentru cazul $V_{inv} \geqslant V_s$.

În acest caz avem

$$C_b = \frac{\varepsilon A}{a}, \quad C_i = \frac{\varepsilon A}{w-a}, \quad R_i = \rho_i(w-a)/A, \tag{7.133}$$

unde $\rho_i = 1/q\mu_p N_\pi$ este rezistivitatea stratului π. Dacă $V_{\text{inv}} = V_s$, avem $a = w$ și din (7.133) se obține $C_b = \varepsilon A/w$, $C_i = \infty$, $R_i = 0$.

Schema echivalentă din figura 7.22,a poate fi simplificată, ținînd cont că C_c, C_1, L_s au valori foarte mici, iar R_p are valori foarte mari; rezultă schema din figura 7.22, b, în care mărimile X_i și X_i^2/R_i sînt variabile cu tensiunea inversă; dacă $a = w$ ($V_{\text{inv}} \geqslant V_s$) rezultă schema din figura 7.22, c. Variația capacității totale și a rezistenței serie a unei diode *PIN* în care este prezent un strat π, pentru cazul polarizării inverse este arătată în figura 7.23, a: variația capacității cu V_{inv} este neglijabilă, în schimb rezistența serie are o variație rapidă pentru tensiuni $|V_s| \geqslant V_{\text{inv}}| \geqslant 0$.

Curbele din figura 7.23,a pot fi explicate urmărind variația impedanței diodei *PIN*, care are expresia (fig. 7.22,b)

$$\underline{Z} = R + \underline{X} \simeq j[X_b + X_i R_i/(R_i + \underline{X}_i)], \tag{7.134}$$

unde $\underline{X}_b = 1/j\omega C_b$, $\underline{X}_i = 1/j\omega C_i$ (s-a presupus $R_s \simeq 0$); mărimile R și X au expresiile

$$R = \frac{\rho_i(w-a)}{A(1+\rho_i^2\omega^2\varepsilon^2)}, \quad X = \frac{-\rho_i^2\omega\varepsilon}{A(1+\rho_i^2\omega^2\varepsilon^2)}\left(w + \frac{a}{\rho_i^2\omega^2\varepsilon^2}\right). \tag{7.135}$$

Înlocuind pe a cu valoarea sa din (7.133), rezultă dependențele de V_{inv} a mărimilor R și X. Se observă totodată că expresiile lui R

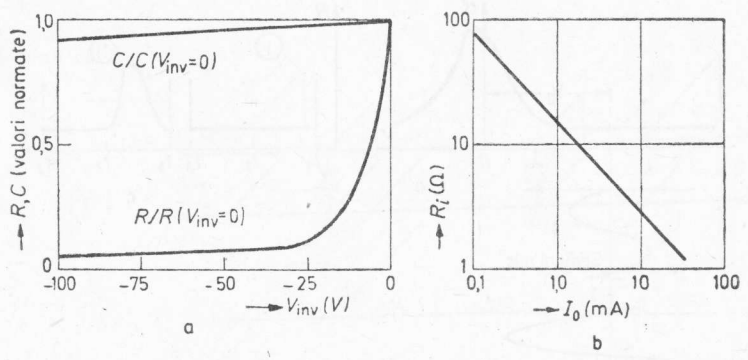


Figura 7.23. Variațiile capacității și rezistenței în dioda *PIN*: a — capacitatea totală și rezistența serie în funcție de tensiunea de polarizare; b — rezistența stratului intrinsec în funcție de curentul direct.

și X sînt funcție de frecvența semnalului aplicat. La frecvențe joase, $\rho_i^2\omega^2\varepsilon^2 \ll 1$ și reactanța X este funcție de tensiunea V_{inv}. La frecvențe mai înalte această variație devine tot mai neînsemnată, iar la frecvențe ce depășesc frecvența de relaxare dielectrică a stratului π, $f_{\text{rel}} = 1/2\pi\rho_i\varepsilon$, reactanța nu mai depinde de tensiunea aplicată. Atunci cînd se dau graficele de variație a capacității și rezistenței cu V_{inv} trebuie specificată și frecvența semnalului de măsurare.

b) **Comportarea la polarizări directe.** Aplicînd o tensiune directă, în stratul I sînt injectați purtători de sarcină, goluri din regiunea P și electroni din regiunea N; pe măsură ce purtătorii difuzează spre interiorul stratului I, concentrația lor scade ca urmare a proceselor de recombinare. Dacă $w \ll L_p, L_n$ chiar la tensiuni directe relativ mici stratul I este umplut cu purtători mobili și rezistența serie a stratului scade rapid; presupunînd $\tau_p \simeq \tau_n = \tau$, rezistivitatea stratului I la polarizări directe devine $\rho_i = 1/2\,qn\bar{\mu}$, unde $\bar{\mu} = (\mu_p + \mu_n)/2$. Rezistența serie va fi

$$R_i = \frac{\rho_i w}{A} = \frac{w^2}{2\tau\bar{\mu}I_0}, \tag{7.136}$$

unde $I_0 = Q_p/\tau = Q_n/\tau$ reprezintă curentul injectat în stratul I; rezistența serie totală include pe R_i, care variază cu curentul direct și componenta R_s, determinată de rezistențele de contact și volum. Variația rezistenței R_i la polarizări directe, în funcție de curentul I_0 este arătată în figura 7.23, b.

În figura 7.24 este ilustrat principiul de funcționare al diodei *PIN* ca rezistență variabilă pentru semnale de înaltă frecvență. Fixînd o anumită polarizare inversă continuă, V_0 (fig. 7.24, a) prin aplicarea unui semnal de amplitudine mică (fig. 7.24, b) rezistența

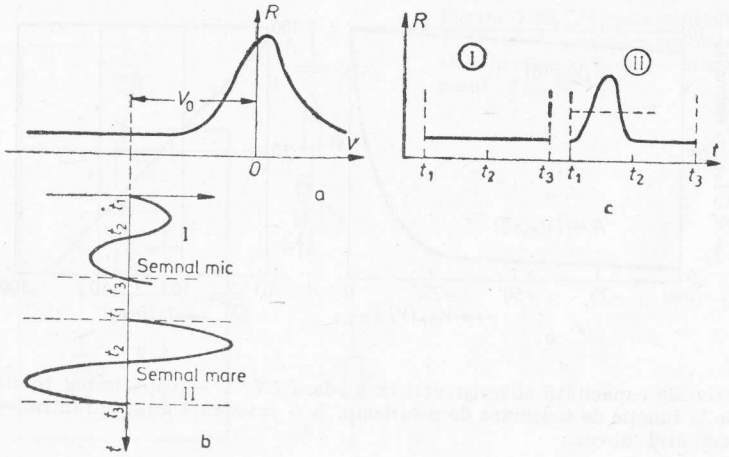


Figura 7.24. Principiul de funcționare al diodei *PIN* ca rezistență variabilă: a, b — variația rezistenței și aplicarea semnalelor; c — variația rezistenței în timp.

serie totală rămîne constantă (aproximativ egală cu R_s); la semnale de amplitudine mare, atunci cînd punctul de funcționare parcurge porțiunea de caracteristică unde R variază puternic cu tensiunea aplicată, are loc o variație însemnată a rezistenței diodei *PIN* față de circuitul extern (fig. 7.24, c).

c) **Exemple de aplicații.** (1) *Comutator monofazic pe două căi.* Metoda de realizare a comutatorilor pe mai multe căi, propusă de Fischer [21], constă în utilizarea filtrelor de bandă cu bucle (segmente de linii) în $\lambda/4$. Filtrul constă din mai multe segmente de linii în $\lambda/4$ dispuse pe linia de transmisie a semnalelor de microunde la distanțe de $\lambda/4$. Particularitatea metodei Fischer constă în înlocuirea unor bucle în $\lambda/4$ (distribuite) (fig. 7.25, a) prin bucle cvasiconcentrate, care constau din bucle de lungime $d < \lambda/4$ și capacitate C_q (fig. 7.25, b). Capacitatea C_q este dată de către o diodă *PIN* polarizată invers.

Un exemplu de realizare a comutatorului de microunde pe două căi este arătat în figura 7.26. Semnalul de microunde se aplică pe linia de transmisie plată (conductorii sînt în formă de benzi) și în funcție de starea diodelor D_1 și D_2, acest semnal poate fi dirijat spre una din ieșiri (A sau B): dacă D_1 este polarizată direct, iar D_2 invers,

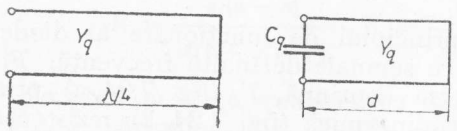
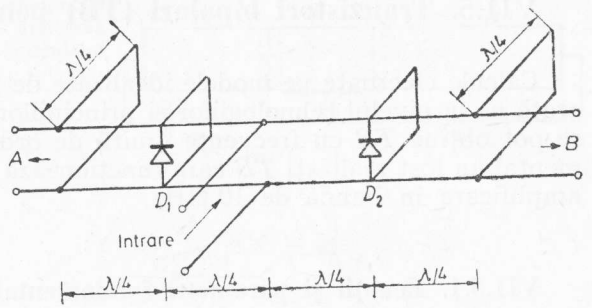


Figura 7.25. Exemple de filtre cu segmente de linii: a — buclă normală în $\lambda/4$; b — buclă cvasiconcentrată cu capacitorul C_q.

Figura 7.26. Comutator de microunde cu două căi cu diode *PIN*.



semnalul ajunge la ieșirea B, deoarece D_1 constituie un scurtcircuit; dacă D_1 este polarizată invers, iar D_2 direct, semnalul ajunge la ieșirea A.

(2) *Atenuator variabil.* Avantajele cele mai importante ale atenuatorilor variabili cu diode *PIN* sînt: gamă dinamică foarte largă, de ordinul a 80 dB; timpi de revenire (comandă) foarte mici, $t_c = 20 - 100$ ns; greutate și dimensiuni mici, diminuînd astfel influența elementelor parazite. Un exemplu de atenuator variabil este arătat în figura 7.27. Diodele sînt polarizate direct; astfel rezistențele lor variază invers proporțional cu curentul. Liniile încadrate punctat reprezintă cuploare direcționale cu 3 dB atenuare. Puterea semnalului incident este substanțial atenuată înainte de a ajunge la ieșire; atenuarea are loc parțial datorită disipației pe diode, parțial datorită fenomenelor de reflexie. Există atenuatori variabili, echipați cu diode *PIN*, care pot suporta puteri incidente de aproximativ 50 W.

În ultimii ani s-au obținut rezultate deosebite privind elaborarea de tipuri perfecționate de diode *PIN* și construcția unor comutatoare de canale în microunde de mare viteză [23, 24]. Dioda *PIN* descrisă în [23] are rezistența directă de 0,2Ω la $I_0 = 20$ mA (aproximativ de 10 ori mai mică decît la diodele *PIN* standard) și de 0,05Ω la $I_0 = 100$ mA; în [24] este descris un comutator ultrarapid de două canale, avînd timpul de comutare $t < 0,4$ ns, care utilizează diode *PIN* cu Si la care C_b ($V_{inv} = -10$V) = 0,015 — 0,03 pF.

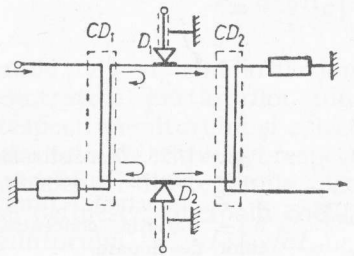


Figura 7.27. Atenuator variabil cu diode *PIN*.

VII.5. Tranzistori bipolari (TB) pentru microunde

Calcule efectuate pe modele idealizate de tranzistori bipolari (TB) arată că la nivelul tehnologiilor şi principiilor de construcţie actuale, se pot obţine *TB* cu frecvenţe limită de ordinul a 20 GHz; experimental au fost realizaţi *TB* care funcţionează satisfăcător în regim de amplificare în banda de 10 GHz.

VII.5.1. Ecuaţii şi parametri fundamentali

Tranzistorul bipolar este un dispozitiv semiconductor cu trei terminale (fig. 7.28, a) capabil să producă o amplificare liniară a semnalelor. Pentru motive expuse mai jos, ne fixăm asupra unui tanzistor de tip *NPN* din Si cu profilul de dopare arătat în figura 7.28, b; faţă de structura clasică există două particularităţi de semnalat: concentraţia impurităţilor în bază este neuniformă (tranzistori drift), iar regiunea de colector constă dintr-un strat epitaxial de tip *N* depus pe un substrat N^+, puternic dopat cu donori.

Modelul simplificat (concentraţia impurităţilor în bază se presupune constantă) al benzilor energetice pentru cazul polarizărilor normale de funcţionare este arătat în figura 7.29, b, unde w este lărgimea efectivă a bazei. V_{EB} este tensiunea de polarizare directă a joncţiunii emitor-bază, iar V_{CB} este tensiunea de polarizare inversă

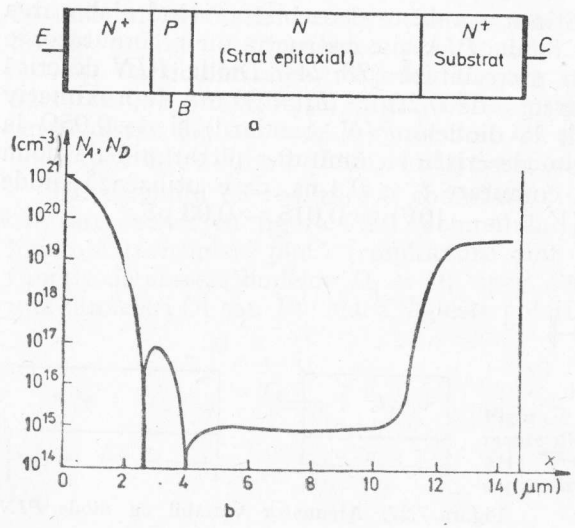
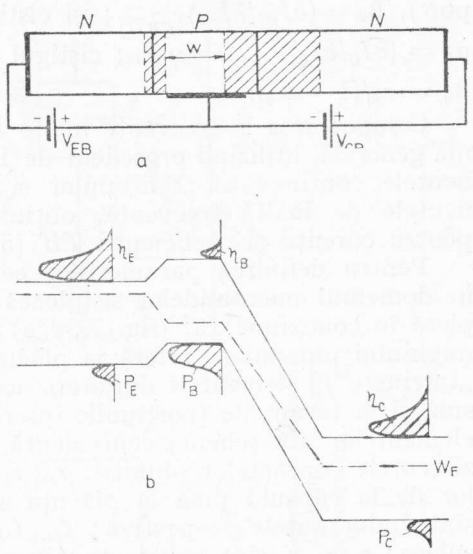


Figura 7.28. Tranzistor bipolar pentru microunde: a — structură fizică; b — variaţia concentraţiilor de dopare.

Figura 7.29. Modelul benzilor energetice al tranzistorului bipolar: a — aplicarea tensiunilor de polarizare; b — modelul benzilor.



a joncţiunii colector-bază. Curenţii prin tranzistor în regim staţionar şi conexiune *BC* sînt daţi de ecuaţiile generalizate Shockley [2,5],

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} = a_{11}[\exp(V_{EB}/V_T) - 1] + a_{12}[\exp(V_{CB}/V_T) - 1], \quad (7.137)$$

$$I_C = I_{nC} + I_{pC} = a_{21}[\exp(V_{EB}/V_T) - 1] + a_{22}[\exp(V_{CB}/V_T) - 1] \quad (7.138)$$

(indicii n se referă la componentele electronice, iar p la cele de goluri); coeficienţii a_{ij} sînt

$$a_{11} = qA_E\left(\frac{D_E\, p_{0E}}{L_E} + \frac{D_B\, n_{0B}}{L_B}\operatorname{cth}\frac{w}{L_B}\right),$$

$$a_{12} = -a_{21} = qA_E\frac{D_B\, n_{0B}}{L_B \operatorname{sh}(w/L_B)},$$

$$a_{22} = qA_C\left(\frac{D_C\, p_{0C}}{L_C} + \frac{D_B n_{0B}}{L_B}\operatorname{cth}\frac{w}{L_B}\right), \quad (7.139)$$

unde: A_E, A_C sînt ariile joncţiunilor respective; n_{0B}, p_{0E}, p_{0C} sînt concentraţiile purtătorilor minoritari de echilibru în regiunile bazei, respectiv emitorului şi colectorului; D_E, D_B, D_C şi L_E, L_B, L_C sînt constantele de difuzie, respectiv lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari din regiunile specificate prin indici. Pe baza acestor ecuaţii se definesc principalii coeficienţi de regim staţionar ai *TB*: eficienţa emitorului, $\gamma_0 = (\partial I_{nE}/\partial I_E)_{V_{CB}=ct}$; eficienţa bazei (coeficient de trans-

port), $\beta_{t0} = (\partial I_{nC}/\partial I_{nE})_{V_{CB}=ct}$; și cîștigul de curent în conexiune BC, $\alpha_0 = (\partial I_C/\partial I_E)_{V_{CB}=ct} = \gamma_0\beta_{t0}$; cîștigul de curent în conexiune EC este $\beta_0 = \alpha_0/(1 - \alpha_0)$.

Comportarea la frecvențe înalte a TB poate fi analizată sub formă generală, utilizînd procedeul de la joncțiunea PN; peste componentele continue ale tensiunilor și curenților se suprapun componentele de înaltă frecvență, obținîndu-se expresii corespunzătoare pentru curenții și coeficienții TB [5].

Pentru definirea parametrilor ce caracterizează funcționarea TB în domeniul microundelor se pleacă de la schema echivalentă completă în conexiune BC (fig. 7.30, a); elementele din interiorul dreptunghiului punctat se referă la plăcuța semiconductoare (tranzistorul „intrinsec"); elementele din afara acestui dreptunghi se referă la capsulă și la terminale (porțiunile interioare și exterioare). Semnificația elementelor din schema echivalentă este evidentă: r_{e2}, r_{b2}, r_{c2} sînt rezistențele contactelor ohmice: r_{e1}, r_{b1}, r_{c1} sînt rezistențele conexiunilor de la capsulă pînă la plăcuța semiconductoare, iar L_{e1}, L_{b1}, L_{c1} sînt inductanțele respective; C_{ec}, C_{eb}, C_{cb} sînt capacități de încapsulare; r_e, r_b, r_c sînt rezistențe diferențiale ale tranzistorului „intrinsec"; capacitatea „intrinsecă" totală de colector este $C_c = C_{c0} + C_i$ etc. Desigur, în calculele curente (exceptînd cele efectuate pe calculatorul electronic), schema echivalentă se simplifică în primul rînd prin neglijarea elementelor parazite, exterioare dreptunghiului punctat, a rezistențelor r_{b2}, r_{e2}, r_{c2} și a capacităților contactelor ohmice C_{e0}, C_{c0}; rezultă schema echivalentă simplificată din figura 7.30, b; în cazul conexiunii EC schema echivalentă simplificată are forma arătată în figura 7.30, c.

În continuare se definesc principalii parametri ai unui tranzistor bipolar de microunde.

a) **Frecvența de tăiere** f_T se definește ca frecvența pentru care cîștigul în curent, h_{21e} (modulul) în conexiune EC cu ieșirea în scurt-circuit, devine egal cu 1 [2]. Această frecvență depinde de structura fizică a TB (material semiconductor, tehnologii de fabricare, forma și dimensiunile regiunilor afirmate, încapsulare) prin intermediul constantei de timp globale între emitor și colector

$$f_T = 1/2\pi\tau_{ec}, \tag{7.140}$$

unde τ_{ec} are patru componente

$$\tau_{ec} = \tau_e + \tau_b + \tau_{c1} + \tau_{c2}; \tag{7.141}$$

1) τ_e este constanta de timp de încărcare a joncțiunii emitor-bază

$$\tau_e = r_e(C_e + C_c + C_p) \simeq r_e(C_e + C_c), \tag{7.142}$$

în care C_e și C_c includ componentele de barieră și cele de difuzie, iar C_p include capacitățile parazite;

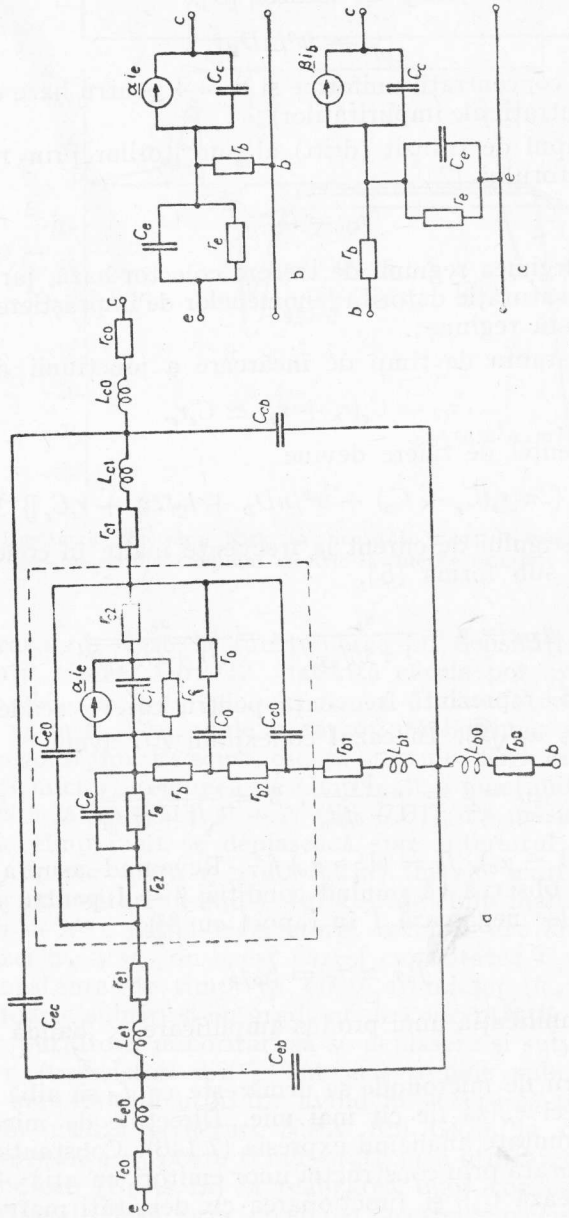


Figura 7.30. Scheme echivalente ale TB: a — schemă echivalentă completă în domeniul microundelor pentru conexiunea BC; b — schemă echivalentă simplificată pentru conexiunea BC; c — schemă echivalentă simplificată pentru conexiunea EC.

2) τ_b este timpul de tranzit al purtătorilor minoritari prin bază (încărcarea porțiunii nesărăcite w a bazei) și, pentru un tranzistor clasic are semnificația unui timp de difuzie [5],

$$\tau_b = w^2/nD_B \tag{7.143}$$

($n = 2$ pentru concentrații uniforme și $n = 4$ pentru baze cu gradient mare de concentrații ale impurităților);

3) τ_{c1} este timpul de tranzit (drift) al purtătorilor prin regiunea de trecere a colectorului [2].

$$\tau_{c1} = l_{c/2v_l}, \tag{7.144}$$

unde l_C este lărgimea regiunii de trecere colector-bază, iar v_l este viteza limită (de saturație datorită fenomenelor de împrăștiere) a purtătorilor în această regiune;

4) τ_{c2} este constanta de timp de încărcare a joncțiunii de colector

$$\tau_{c2} = C_c(r_c + r_e) \simeq C_c r_c. \tag{7.145}$$

Expresia frecvenței de tăiere devine

$$f_T = \{2\pi[r_e(C_e + C_c) + w^2/nD_B + l_C/2v_l + r_c C_c]\}^{-1}. \tag{7.146}$$

Expresia cîștigului de curent la frecvențe înalte în conexiune BC se poate pune sub forma [5],

$$\underline{h}_{21b} = \underline{\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + jf/f_{\alpha T}}, \quad \alpha = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + (f/f_{\alpha T})^2}}, \tag{7.147}$$

unde $f_{\alpha T} \simeq f_T$ [5] reprezintă frecvența pentru care α scade cu 3 dB față de α_0 ($\alpha = \alpha_0/\sqrt{2}$). În cazul conexiunii EC avem

$$\underline{h}_{21e} = \underline{\beta} = \frac{\beta_0}{1 + jf/f_\beta}, \quad \beta = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + (f/f_\beta)^2}}, \tag{7.148}$$

unde $\beta_0 = \alpha_0/(1 - \alpha_0)$, $f_\beta = (1 - \alpha_0) f_{\alpha T}$. Revenind asupra definiției frecvenței f_T se observă că punînd condiția $\beta = 1$ pentru $f = f_T$ din (7.148) rezultă (se neglijează 1 în raport cu β_0^2)

$$f_{\alpha T} \simeq f_T = \beta_0 f_\beta, \tag{7.149}$$

adică f_T are semnificația unui produs amplificare × bandă de trecere în conexiune EC.

În tranzistorii de microunde se urmărește ca f_T să aibă valori cît mai ridicate, deci τ_{ec} să fie cît mai mic. Direcțiile de micșorare ale lui τ_{ec} pot fi enunțate analizînd expresia (7.146). Constanta de timp, τ_e, poate fi micșorată prin construcția unor emitori cu aria A_E cît mai mică (se micșorează C_e) și funcționarea cu densități mari de curent

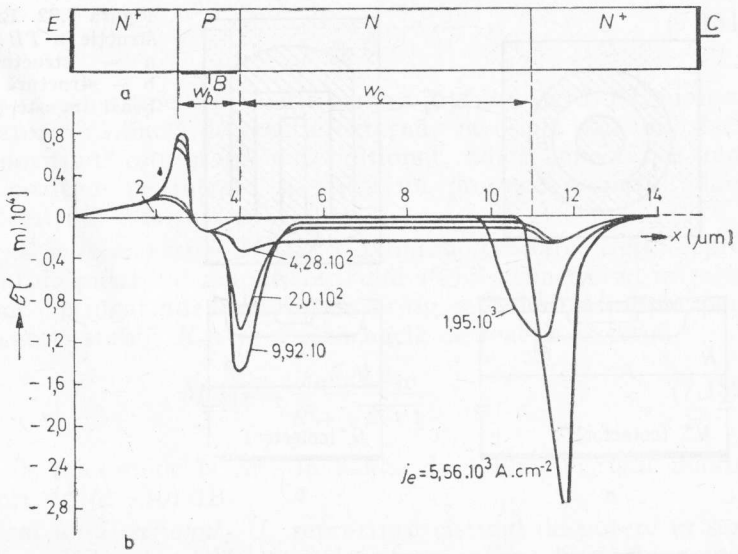


Figura 7.31. Ilustrarea efectului Kirk la densități mari de curent: a — structura fizică a TB; b — variațiile cîmpului electric la diferite interfețe ale regiunilor afirmate.

(se micșorează r_e). Însă la funcționarea cu densități $j_e \gtrsim 10^2$A/cm² se face simțit efectul Kirk [2] datorită căruia pot avea loc creșteri importante ale constantei globale τ_{ec}, ca urmare a creșterii lărgimii bazei de la w_b la $w_b + w_c$, unde w_c reprezintă lărgimea stratului epitaxial N al colectorului. Pe scurt, esența efectului Kirk este următoarea. La densități mici, j_e, regiunea de cîmp înalt a joncțiunii colector-bază este localizată la interfața $P - N$ (fig. 7.31). Pe măsură ce j_e crește, regiunea de cîmp înalt se deplasează spre interiorul regiunii N; la densități j_e foarte mari, $j_e > 10^3$ A/cm² (nivele mari de injecție a purtătorilor minoritari în bază) regiunea de cîmp înalt este situată la interfața $N - N^+$; astfel tranzistorul rezultat are lărgimea echivalentă a bazei $w_b + w_c$; în acest caz și capacitatea C_c capătă valori ridicate. Constanta de timp, τ_b, poate fi micșorată prin realizarea unor baze foarte subțiri și cu gradient de concentrație a impurităților astfel încît purtătorii minoritari să se deplaseze și sub influența cîmpului intern (tranzistori drift). Tot aici trebuie subliniat rolul important al materialului utilizat: avînd în vedere că totdeauna $\mu_n > \mu_b$ se vor utiliza structuri NPN din GaAs la care $\mu_n \simeq 2800$ cm²/V·s. Constanta τ_{c1} poate fi micșorată prin utilizarea unor materiale cu v_l ridicat (GaAs, Si) și realizarea unor concentrații mari în stratul epitaxial; însă prin creșterea acestei concentrații crește și capacitatea C_c, a cărei influență asupra frecvenței f_T este mult mai

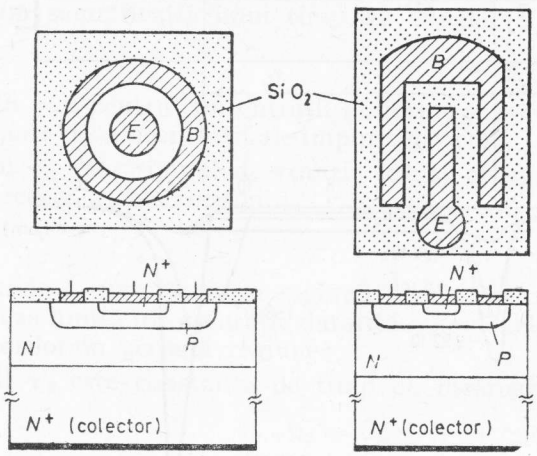


Figura 7.32. Exemple de construcție a TB de microunde: a — structură circulară; b — structură sub formă de benzi înguste (strip).

puternică decît cea a constantei τ_{c1} (astfel se explică profilele de dopare din figurile 7.28 și 7.31).

Din considerentele expuse mai sus se pot trage concluzii asupra compromisurilor de construcție a TB pentru microunde: emitorul trebuie să aibă arie cît mai mică și să funcționeze cu densități j_e relativ mari; în schimb baza și colectorul trebuie să aibă arii mai mari; lărgimea bazei w_b trebuie să fie cît mai mică posibil (zecimi de μm); stratul epitaxial N trebuie să fie slab dopat în vederea micșorării capacității C; în scopul micșorării rezistenței de volum a colectorului, întreaga structură este realizată pe un substrat N^+ de mică rezistivitate. Desigur se urmărește ca elementele parazite (terminale, încapsulare) să fie reduse la minimum. Două exemple de construcții sînt arătate în figura 7.32; la ambele variante A_E este mai mică decît A_B, A_C. La prima construcție joncțiunile sînt circulare, iar contactul ohmic al bazei este concentric cu emitorul; la cea de a doua atît emitorul cît și baza sînt realizate sub formă de benzi înguste (strip).

b) **Factori de merit ai TB în microunde** 1) *Cîștigul de putere* G_p se definește prin relația

$$G_p = \frac{(\underline{h}_{21})^2 \operatorname{Re}(\underline{Z})_L}{\operatorname{Re}[(\underline{h}_{11} + \underline{Z}_L \Delta h)(1 + \underline{h}_{22}\underline{Z}_L)^*]}, \tag{7.150}$$

unde: $\underline{h}_{ij}$ sînt parametrii hibrizi ai TB privit ca un cvadripol; $\Delta h = \underline{h}_{11}\underline{h}_{12} - \underline{h}_{12}\underline{h}_{21}$; $\underline{Z}_L$ este impedanța de sarcină; Re semnifică partea reală; G_p reprezintă raportul dintre puterea pe impedanța $\underline{Z}_L$ și puterea aplicată la intrare.

2) *Factorul de stabilitate* K este definit prin relația

$$K = \frac{[2\operatorname{Re}(\underline{h}_{11})\operatorname{Re}(\underline{h}_{22}) - \operatorname{Re}(\underline{h}_{21}\underline{h}_{12})]}{|\underline{h}_{12}\underline{h}_{21}|}. \tag{7.151}$$

Valoarea sa constituie o indicație asupra faptului dacă TB montat ca amplificator fără buclă de reacție externă, va oscila sau nu: dacă $K > 1$, dispozitivul este stabil necondiționat, adică conectarea unor impedanțe pozitive pe intrare și ieșire nu produce oscilații; dacă $K < 1$ dispozitivul este instabil.

3) *Cîștigul maxim posibil* MAG (*Maximum Available Gain*) reprezintă cîștigul de putere al amplificatorului stabil atunci cînd intrarea și ieșirea sînt conjugat adaptate. Acest cîștig este definit numai pentru amplificatori stabili $K > 1$ și fără buclă de reacție externă

$$MAG = \frac{(h_{21})^2/(h_{12}h_{21})}{K + \sqrt{K-1}}. \tag{7.152}$$

Există TB de microunde la care în banda de 4 GHz cîștigul maxim atinge valori de (5—10) dB.

4) *Cîștigul unidirecțional*, U, reprezintă cîștigul de putere în sens direct (de transfer) al amplificatorului prevăzut cu buclă de reacție, dacă cîștigul de putere în sens invers este făcut zero prin reglajul corespunzător al rețelei de reacție. Acest factor este independent de conexiunea TB și de impedanțele conectate la intrare și ieșire, avînd expresia

$$U = \frac{(\underline{h}_{21} + \underline{h}_{12})^2}{4[\operatorname{Re}(\underline{h}_{11})\operatorname{Re}(\underline{h}_{22}) + \operatorname{Im}(\underline{h}_{12})\operatorname{Im}(\underline{h}_{21})]}, \tag{7.153}$$

unde Im semnifică partea imaginară.

Dacă ne referim la schema echivalentă simplificată din figura 7.30,b, cîștigul unidirecțional devine ($f_{\alpha T} \simeq f_T$)

$$U = \frac{(\underline{\alpha})^2}{8\pi r_b C_c f(-\operatorname{Im}(\underline{\alpha}) + 2\pi f r_e C_c/(1 + 4\pi^2 f^2 r_e^2 C_c^2)]}. \tag{7.154}$$

Ținînd seama de relația (7.147), pentru $f < f_T$ $\operatorname{Im}(\underline{\alpha})$ se poate aproxima prin $-\alpha_0 f/f_T = -\alpha_0 \omega \tau_{ec}$, iar expresia lui U se simplifică ($\alpha_0 \simeq 1$, $\tau_{ec} > r_e C_c$)

$$U = \frac{\alpha_0}{16\pi^2 r_b C_c f^2(\tau_{ec} + r_e C_c/\alpha_0)} = \frac{f_T}{8\pi f^2 r_b C_c}, \tag{7.155}$$

de unde rezultă că U este determinat de elementele intrinseci ale TB și variază invers proporțional cu pătratul frecvenței.

5) *Factorul de zgomot FS.* La frecvențe medii și înalte factorul de zgomot are expresia [2]

$$FS = 1 + \frac{r_b}{R_g} + \frac{r_e}{2R_g} + \frac{(1-\alpha_0)\,[1+(1-\alpha_0)^{-1}(f/f_{\alpha T})^2](r_b + r_e + R_g)^2}{2\alpha_0 r_e R_g}, \quad (7.156)$$

unde R_g este impedanța generatorului conectat la intrare. Acest factor se definește ca raportul dintre rădăcina pătrată a tensiunii de zgomot pe sarcină și rădăcina pătrată a tensiunii de zgomot la intrare (care este rezultatul zgomotului termic al rezistorului R_g). Din expresia (7.156) rezultă că la frecvențe medii $f \ll f_{\alpha T}$, FS nu variază cu frecvența, în schimb la frecvențe înalte FS variază pătratic cu frecvența.

VII.5.2. Exemple de utilizare a TB în amplificatori de microunde

Amplificatorii de microunde echipați cu *TB* sînt interesanți datorită simplității și prin faptul că se pot obține puteri de ieșire relativ mari, în raport cu alte dispozitive semiconductoare.

1) *Preamplificator în banda de 4 GHz.* Construcția descrisă în [26] constituie un exemplu tipic de „amplificator balansat" cu *TB* care pot avea cîștigul de putere de ordinul $G_p = 5-6$ dB. Schema de principiu, reprezentată în figura 7.33, poate realiza un cîștig riguros

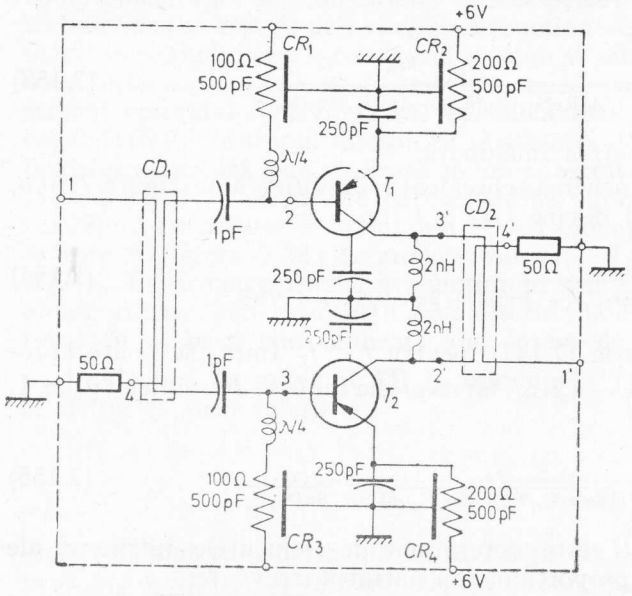


Figura 7.33. Preamplificator „balansat" cu *TB* în banda 4 GHz.

controlat și asigură adaptarea perfectă a impedanțelor de intrare și ieșire. Elementele pasive de r.f. sînt realizate în straturi subțiri, utilizînd tehnologia circuitelor integrate; tranzistorii T_1, T_2 sînt din Ge preparați prin tehnologia planară.

Semnalul aplicat la intrare trece prin cuplorul direcțional CD_1 cu 3 dB atenuare și ajunge pe bazele tranzistorilor (punctele 2 și 3) cu defazaj de 90° unul față de celălalt. Presupunînd că tranzistorii T_1, T_2 sînt identici (caracteristici de frecvență, impedanțe de intrare și ieșire) semnalele amplificate se reunesc din nou în cuplorul direcțional CD_2 și sînt extrase prin borna de ieșire 1'. Amplificarea directă dintre punctele 1 și 1' constituie amplificarea unuia sau altuia dintre tranzistori. Semnalele reflectate la intrare și ieșire ajung în brațul 4, respectiv brațul 4' unde sînt disipate pe sarcini active.

Cuplorii direcționali sînt realizați sub forma unor segmente în $\lambda/4$ de linii de transmisie plate. Sursele de alimentare se aplică prin intermediul unor filtre RC distribuite $F_1, \ldots, F_4$, iar inductanțele $L_1, \ldots, L_4$ sînt segmente de linii plate. Întreaga construcție este plasată într-o cavitate rezonantă; aplicarea semnalului în punctul 1 și extragerea din puntul 1' se realizează prin intermediul unor ghiduri de undă. Amplificatorul descris este utilizat ca preamplificator în receptorii stațiilor de retransmisie a radioreleelor. De regulă se conectează trei etaje consecutive — realizîndu-se cîștigul global de 12—15 dB, cu banda de trecere de 20 MHz la 0,1 dB atenuare.

2) *Amplificator optimizat în banda de* 4 GHz. În [27] este descris un amplificator modulator care poate funcționa în banda 3,7—4,2 GHz; acest amplificator este realizat prin tehnologia „microelectronică hibridă" și se utilizează în stațiile de retransmisie terestre sau spațiale ca elemente complementare pentru amplificatorii parametri și etajele de mixare în microunde. Principalele cerințe impuse amplificatorului sînt: factor de zgomot foarte mic ($FS < 5$ dB), bandă de trecere foarte largă ($B \simeq 0{,}5$ GHz la 1 dB atenuare) și cîștigul minim pentru un singur modul de 18 dB. Sînt utilizați tranzistorii bipolari de tipul 35876 E și 35866 E (Hewlet-Packard) care au în banda de 4 GHz un cîștig nominal de 9,6 dB în cazul adaptării impedanțelor; factorul de zgomot are valori mici, 3,5 dB pentru primul tranzistor, 4,5 dB pentru al doilea.

Una dintre cerințe fiind miniaturizarea (în special pentru sateliții de comunicații) o atenție deosebită este acordată tehnologiilor de fabricare a elementelor pasive (rețele de adaptare, filtre), modului de fixare a tranzistorilor și încapsulării întregului ansamblu într-o cutie metalică etanșată. Tehnologia „microelectronică hibridă", adoptată de firma Thomson — CSF, constă în dispunerea elementelor pasive și active pe un substrat dielectric cu constantă dielectrică mare (Al_2O_3 monocristalin care are $\varepsilon_r = 8{,}65$); pe acest substrat au putut fi realizate linii de transmisie „microstrip" perfect uniforme și de impedanță

Figura 7.34. Amplificator optimizat cu *TB*, pentru stațiile de retransmisie în banda 4 GHz.

ridicată. Tranzistorii funcționează în conexiune *EC*, astfel o problemă importantă o constituie conectarea emitorilor la masă; se realizează aceasta prin sudarea emitorilor direct la cutia metalică.

Schema bloc a unui modul cu cîștig de 30 dB este arătată în figura 7.34; modulul considerat conține patru tranzistori: T_1, T_2 — 35876 E, T_3, T_4 — 35866 E. Rețelele de cuplaj cu circuitele din amonte și aval precum și regimul de curent continuu al tranzistorilor sînt alese în conformitate cu cerințele impuse amplificatorului: la etajele de intrare se urmărește obținerea unui coeficient *FS* cît mai mic posibil; la etajele de ieșire se urmărește o adaptare cît mai bună pentru realizarea cîștigului maxim. Module similare cu trei etaje au cîștigul de 20 dB, iar cele cu cinci etaje au cîștigul de 36 dB. Calculul etajelor și a modulelor este efectuat pe calculatorul electronic, plecîndu-se de la matricea *S* (repartiție); parametrii *S* țin seama de condițiile reale de funcționare ale tranzistorilor, adică iau în considerație toate elementele parazite (substrat, linii de transmisie, componente pasive, cutia de încapsulare).

3) *Amplificator de putere în banda de* 10 GHz [28, 29, 30]. În amplificator se utilizează tranzistori bipolari cu Si avînd puterea nominală de 1 W la frecvența de 10 GHz; pentru fabricarea tranzistorilor s-a aplicat tehnologia de prelucrare cu fascicul electronic. Sînt descrise mai multe variante care se bazează pe modulul de 1 W, în care tranzistorul funcționează în clasa *B* și conexiune *BC*. Principala cerință impusă modulului este adaptarea foarte precisă a impedanțelor de intrare și ieșire, adaptare care se realizează cu ajutorul unor plachete capacitive dispuse pe liniile plate (microstrip) de la intrare și ieșire. Măsurătorile efectuate pe unul din modele arată că la frecvența de 8 GHz se obține $\underline{Z}_{in} = (5 - j5)\Omega$, $\underline{Z}_{ies} = (30 - j5)\Omega$, cîștigul $G_p = 6$ dB.

Prin compunerea a 4 module elementare s-a obținut un amplificator cu puterea de ieșire $P_{ieș} = 4$ W, în banda de 10 GHz; întregul amplificator este montat într-o cutie metalică ce conține o cavitate rezonantă și cămăși pentru răcirea cu apă.

Capitolul VIII

DIODE TUNEL

VIII.1. Noțiuni generale asupra efectului tunel

a) **Barieră energetică dreptunghiulară.** Pentru fixarea noțiunii de „tunelare cuantică" se consideră mișcarea unui flux de electroni avînd energia W, în prezența unei bariere energetice de înălțime $W_0 > W$ și de grosime $x_2 - x_1 = w$ (fig. 8.1, a). Numeroase experimente arată că pentru lărgimi foarte mici ale barierei ($w \lesssim 100$ Å) și înălțimea W_0 comparabilă cu W, în regiunea 3 se semnalează prezența unui flux de electroni, proveniți din regiunea 1; traversarea barierei energetice de către un flux de electroni cînd energia cinetică $W < W_0$ se numește „tunelare cuantică". Natura cuantică a acestei categorii de procese rezultă din faptul că explicarea efectului tunel se poate face asociind electronilor funcții de undă $\psi(\vec{r}, t)$; efectul tunel nu poate fi explicat pe baza legilor clasice de mișcare a particulelor (electronilor) în prezența barierei energetice. Evident nu toți electronii din regiunea 1 se vor regăsi în regiunea 3: există o probabilitate de tunelare, T_t (nu-

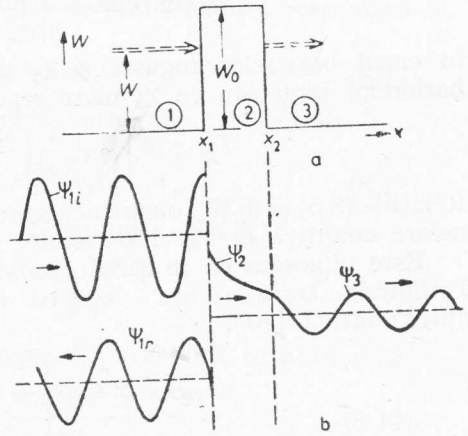


Figura 8.1. Efectul de tunelare cuantică prin bariera energetică dreptunghiulară: a — forma barierei; b — funcțiile de undă în cele trei regiuni.

mită adesea „transparența" barierei energetice), care depinde de înălțimea W_0 și lărgimea w a barierei.

În tratarea simplificată a efectului tunel se consideră cazul unidimensional (fig. 8.1, a) și se presupune că electronii care tunelează bariera găsesc în regiunea 3 stări de energie W, neocupate. Dacă W și W_0 nu variază în timp (cazul staționar), funcțiile de undă asociate electronilor în cele trei regiuni au forma [5, 10, 13]

$$\psi_1 = \psi_{1i}(x) + \psi_{1r}(x) = A_{1i}\,e^{jk_1x} + A_{1r}\,e^{-jk_1x}, \tag{8.1}$$

$$\psi_2 = \psi_{2i}(x) + \psi_{2r}(x) = A_{2i}\,e^{-\chi_2x} + A_{2r}\,e^{\chi_2x}, \tag{8.2}$$

$$\psi_3 = \psi_{3i}(x) = A_{3i}\,e^{jk_1x}, \tag{8.3}$$

care sînt soluții ale ecuației Schrödinger pentru regiunile respective; în aceste relații s-a notat: $k_1 = (2\,mW)^{1/2}/\hbar$ este numărul de undă corespunzător regiunii 1 (s-a luat $k_3 = k_1$); $k_2 = j\chi_2$, iar

$$\chi_2 = [2m(W_0 - W)]^{1/2}/\hbar. \tag{8.4}$$

Formele undelor în cele trei regiuni sînt arătate în figura 8.1, b. În regiunile 1 și 2 sînt prezente atît unde incidente cît și unde reflectate; în regiunea 3 este prezentă numai unda incidentă. Se observă că în regiunea barierei numărul de undă este o mărime imaginară; astfel ψ_{2i} are amplitudinea descrescătoare cu distanța; numai în cazul cînd lărgimea barierei este foarte mică, funcția ψ_{2i} nu este total atenuată.

Pentru determinarea probabilității de tunelare este necesară cunoașterea constantelor de integrare A_{1i}, A_{1r}, A_{2i}, A_{2r}, A_{3i}; aceste constante se determină din condițiile de continuitate a funcției ψ și a primei derivate, $\partial\psi/\partial x$, în punctele $x = x_1$ și $x = x_2$. Se obține [5, 10].

$$T_{t0} = \left[\mathrm{ch}^2\chi_2 w + \frac{1}{4}\left(\frac{k_1^2 - \chi_2^2}{k_1\chi_2}\right)^2 \mathrm{sh}^2\,\chi_2 w\right]^{-1}; \tag{8.5}$$

în cazul barierelor înguste și χ_2 mici avem $T_{t0} \to 1$, iar în cazul barierelor largi sau cu χ_2 mare rezultă

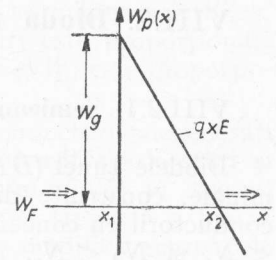
$$T_{t0} \simeq 4\left[1 + \frac{1}{4}\left(\frac{k_1^2 - \chi_2^2}{k_1\chi_2}\right)^2 e^{-2\chi_2 w}\right]. \tag{8.6}$$

Relațiile (8.5) și (8.6) constituie expresii exacte ale probabilității de tunelare cuantică în cazul barierelor abrupte.

Este cunoscut că în cazul aproximației WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) „transparența" barierei energetice este dată de formula aproximativă [10],

$$T_{tWKB} \simeq \exp\left[-2\int_{x_1}^{x_2} \chi_2(x)\,dx\right], \tag{8.7}$$

Figura 8.2. Barieră energetică triunghiulară.



care, pentru o barieră dreptunghiulară (abruptă), devine

$$T_{tWKB} \simeq \exp(-2\chi_2 w). \tag{8.8}$$

Făcînd raportul între T_{t0} și T_{tWKB} pentru o barieră dreptunghiulară, se constată că prin utilizarea aproximației WKB se introduce eroarea

$$\eta_{W0} = \frac{T_{t0}}{T_{tWKB}} = 4\left[1 + \frac{1}{4}\left(\frac{k_1^2 - \chi_2^2}{k_1\chi_2}\right)^2\right]^{-1}. \tag{8.9}$$

b) **Barieră energetică triunghiulară.** În cazul efectului tunel interbenzi, specific pentru diodele tunel cu joncțiuni PN, se poate aproxima că bariera energetică are forma triunghiulară (fig. 8.2). În punctul x_1 înălțimea barierei este W_g, iar apoi scade liniar cu distanța. Pentru simplitate se consideră că energia cinetică a electronilor este egală cu energia Fermi, W_F; numărul de undă în interiorul barierei are expresia

$$\chi_2 = \left[\frac{2m}{\hbar^2}\,(W_p(x) - W_F)\right]^{1/2}. \tag{8.10}$$

Dacă se presupune că variația înălțimii barierei cu distanța este datorată unui cîmp electric E, se poate scrie

$$W_p(x) = W_g - qxE. \tag{8.11}$$

Introducem (8.10) în (8.7) și efectuînd integrarea cu condițiile la limită

$$W_p(x_1) = W_F + W_g,\quad W_p(x_2) = W_F, \tag{8.12}$$

se obține „transparența" barierei în aproximația WKB,

$$T_t = \exp\left[\frac{-4\sqrt{2}}{3}\,\frac{m^{1/2}\,W_g^{3/2}}{q\hbar E}\right]. \tag{8.13}$$

Efectuînd calcule similare pentru o barieră parabolică se obține [2]

$$T_t = \exp\left[\frac{-\pi}{2\sqrt{2}}\,\frac{m^{1/2}\,W_g^{3/2}}{q\hbar E}\right]. \tag{8.14}$$

VIII.2. Dioda tunel. Construcţia şi expresiile curenţilor

VIII.2.1. Semiconductori degeneraţi

Diodele tunel (*DT*) sînt dispozitive semiconductoare cu două terminale, construite din eşantioane foarte puternic dopate. La semiconductorii cu concentraţii ale impurităţilor relativ mici, adică $N_D < N_c$ şi $N_A < N_v$, nivelele Fermi sînt situate în interiorul benzii interzise. Avînd în vedere că la majoritatea semiconductorilor utilizaţi în practică N_c şi N_v sînt de ordinul 10^{19} cm^{-3} (Ge — $2 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, Si — $6 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}), iar N_D, N_A au valori cuprinse între 10^{12} şi 10^{18} cm^{-3}, nivelele Fermi se află în *BI* şi sînt suficient de îndepărtate de limitele benzilor permise; în aceste condiţii atît gazul electronic din *BC* cît şi gazul de goluri din *BV* sînt nedegenerate.

La semiconductorii cu concentraţii mari de dopare, adică $N_D > N_c$ şi $N_A > N_v$, nivelele Fermi sînt situate în interiorul benzilor permise: W_{FN} în *BC*, W_{FP} în *BV*; astfel de semiconductori se numesc *degeneraţi*. Pe lîngă efectul de degenerare, concentraţiile mari de impurităţi produc şi alte efecte, dintre care cele mai importante sînt modificarea curbei densităţii de stări şi micşorarea benzii interzise. Aceste efecte sînt ilustrate în figura 8.3, unde s-a reprezentat modificarea mărimilor $g(w)$ şi W_g la semiconductorii degeneraţi (fig. 8.3, b, c) faţă de semiconductorul nedegenerat (fig. 8.3, a). La semiconductorul degenerat de tip *N* densitatea totală de stări, $g_T(W)$, în vecinătatea limitei infe-

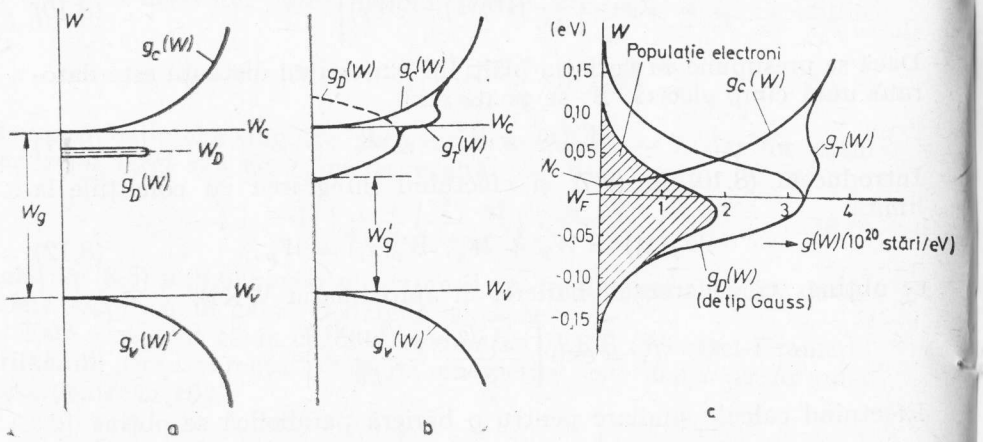


Figura 8.3. Modificarea densităţii de stări şi a benzii interzise la semiconductorii degeneraţi: a — semiconductor nedegenerat; b — semiconductor degenerat; c — detalierea proceselor de variaţie a densităţii de stări şi de modificare a benzii interzise.

rioare a *BC* prezintă o prelungire în *BI*, numită „coada densităţii de stări"; de asemenea, lărgimea benzii interzise se micşorează $W'_g < W_g$. Dacă în interiorul *BC* densitatea de stări este proporţională cu $W^{1/2}$ ($g_c(W) \sim W^{1/2}$) în coada densităţii de stări $g(W)$ este proporţională cu $\exp[-W^2/\eta_t^2]$, unde $\eta_t \sim (N_D)^{5/12}$ [2].

Statistica purtătorilor de sarcină în semiconductorii degeneraţi este relativ complicată, datorită apariţiei cozii densităţii de stări şi dificultăţilor de efectuare a integralelor de tipul (7.25) în scopul determinării concentraţiilor. De asemenea, lărgirea treptată a benzii de impurităţi şi joncţiunea ei cu benzile permise modifică energia de ionizare a impurităţilor; astfel presupunerea simplificatoare de ionizare totală a impurităţilor nu mai poate fi acceptată. O discuţie calitativă asupra condiţiilor de degenerare a semiconductorilor puternic dopaţi cu impurităţi poate fi efectuată referindu-ne la expresiile posibile ale funcţiei de distribuţie [7].

Considerăm un semiconductor de tip *N* puternic dopat, în care pentru simplitate se neglijează prezenţa cozilor de stări şi se admite că toate impurităţile donoare sînt ionizate. Concentraţia electronilor în *BC* se calculează plecînd de la relaţia de definiţie (7.25)

$$n_n = \int_{W_c}^{W_{sup}} f_c(W, T)\, g_c(W)\, \mathrm{d}W = \int_{W_c}^{W_{sup}} \frac{\gamma_c (W - W_c)^{1/2}\, \mathrm{d}W}{\exp[(W - W_{FN})/kT] + 1}; \quad (8.15)$$

introducînd notaţiile

$$\frac{W - W_c}{kT} = u, \quad \mathrm{d}u = \frac{\mathrm{d}W}{kT}, \quad \frac{W_{FN} - W_c}{kT} = \xi, \quad (8.16)$$

obţinem

$$n_n = (2/\sqrt{\pi})\, N_c\, \Phi_{1/2}(\xi), \quad (8.17)$$

unde s-a notat

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m^*_{ng}\, kT}{\hbar^3}\right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^\infty \frac{u^{1/2}}{\exp(u - \xi) + 1}\, \mathrm{d}u. \quad (8.18)$$

Mărimea N_c este densitatea efectivă de stări la limita inferioară a *BC*, iar $\Phi_{1/2}(\xi)$ este integrala Fermi de ordin 1/2; concentraţia electronilor în *BC* depinde de temperatură şi poziţia nivelului Fermi. Există mai multe expresii aproximative pentru integrala Fermi [7],

$$\Phi_{1/2}(\xi) = \begin{cases} (\sqrt{\pi}/2)\exp(\xi) & \text{pentru} \quad -\infty < \xi < -1, \\ \dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\,\dfrac{1}{0{,}25 + \exp(-\xi)} & \text{pentru} \quad -1 < \xi < 5, \\ (2/3)\,\xi^{3/2} & \text{pentru} \quad 5 < \xi < +\infty. \end{cases} \quad (8.19)$$

Prima valoare corespunde statisticii Boltzmann, adică pentru a fi considerat nedegenerat, un semiconductor de tip N trebuie să aibă nivelul Fermi situat în BI la o distanță mai mare de kT, de limita inferioară a BC, $W_c - W_{FN} > kT$. A treia valoare, obținută pentru cazul cînd nivelul Fermi este situat în BC la o distanță mai mare de $5kT$ față de W_c, corespunde unui semiconductor complet degenerat. Dacă nivelul Fermi este situat în intervalul $W_c - kT < W_{FN} < W_c + 5kT$, semiconductorul se află în starea de tranziție, de la nedegenerat spre degenerat.

Un raționament similar se poate face pentru un semiconductor de tip P.

VIII.2.2. Procese de tunelare în joncțiuni PN degenerate. Curentul tunel

Se admite că DT este realizată prima dată în 1958 de L. Esaki, care a observat o porțiune „anormală" (de pantă negativă) în caracteristica volt-amperică statică a unei joncțiuni PN puternic dopate, și a explicat această anomalie utilizînd conceptul de tunelare cuantică. Trebuie spus că porțiunea de pantă negativă în caracteristica volt-amperică statică a unei joncțiuni PN a fost observată și de alți cercetători, însă exemplarele respective au fost considerate nesatisfăcătoare, deoarece nu exista o explicație teoretică corespunzătoare. De asemenea, este bine știut că prima dată conceptul de efect tunel este utilizat în 1928 pentru explicarea emisiei electronice la rece în prezența unui cîmp electric intens (Fowler, Nordheim), iar în 1934 Zener a propus o explicație a străpungerii dielectricilor la cîmpuri intense, făcînd uz de efectul tunel interbenzi.

Existența efectului tunel interbenzi într-o joncțiune PN necesită ca la echilibru termodinamic să aibă loc „suprapunerea" benzilor, adică $W_{cN} < W_{vP}$; suprapunerea benzilor (la echilibru termodinamic) poate avea loc numai dacă nivelele Fermi W_{FN} și W_{FP} sînt situate în benzile permise, deci joncțiunea este constituită din semiconductori degenerați.

Pentru explicarea calitativă a procesului de tunelare interbenzi considerăm o joncțiune PN din semiconductori degenerați idealizată (se neglijează modificările densității de stări și a lărgimii benzii interzise precum și alte efecte colaterale cum ar fi prezența tunelărilor indirecte și asistarea tunelării de către fononi, fotoni etc.); o astfel de joncțiune este reprezentată în figura 8.4. La echilibru termodinamic (fig. 8.4, a) are loc suprapunerea benzilor, astfel este posibilă tunelarea de către electroni a barierei energetice de formă triunghiulară, localizată în regiunea de trecere: electroni din BV a regiunii P pot trece prin efect tunel în BC a regiunii N și viceversa, electroni din BC a

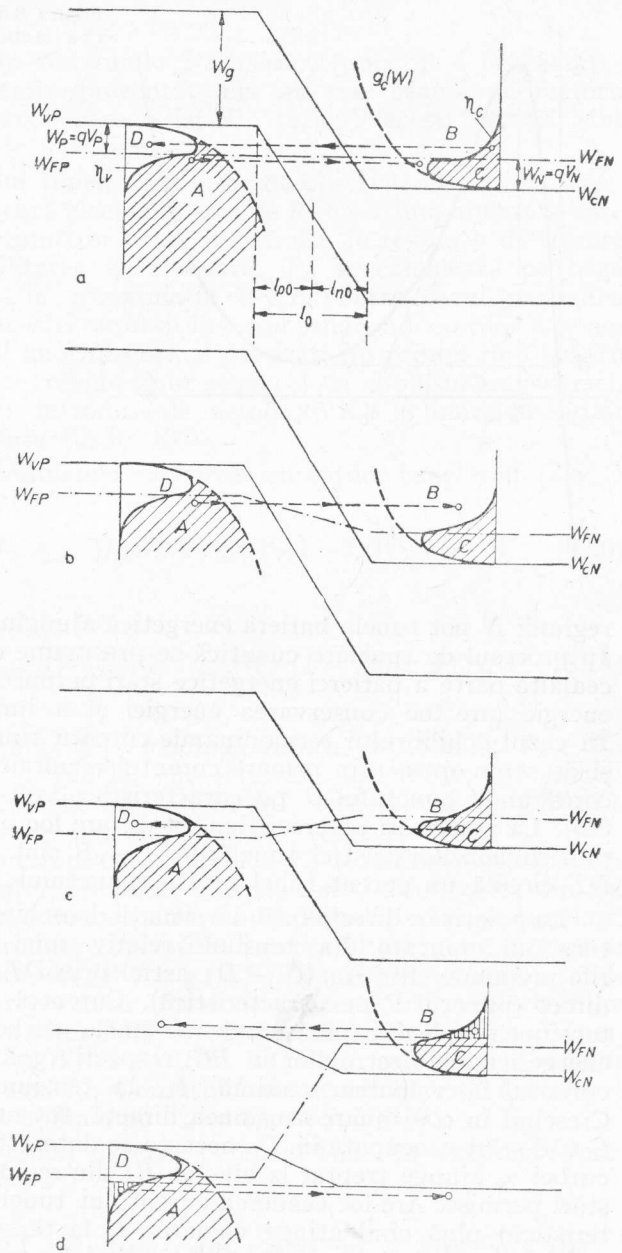


Figura 8.4. Procesele de tunelare interbenzi prin joncțiunea formată din semiconductori degenerați: a — echilibru termodinamic; b — polarizare inversă; c — polarizare directă; d — polarizare directă cu tensiuni $V > V_v$.

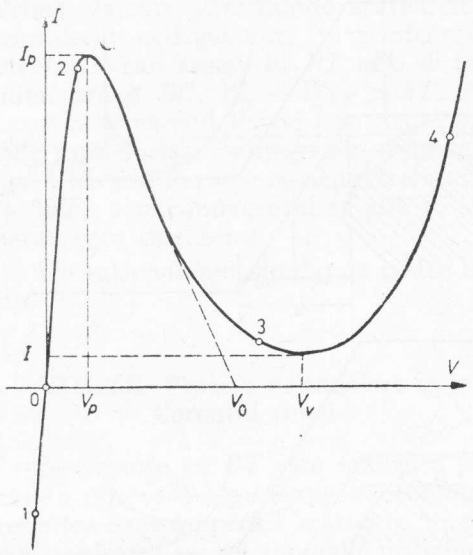


Figura 8.5. Caracteristica volta-mperică statică a diodei tunel.

regiunii N pot tunela bariera energetică ajungînd în BV a regiunii P. În procesul de tunelare cuantică se presupune că electronii găsesc de cealaltă parte a barierei energetice stări permise neocupate, de aceeaşi energie (are loc conservarea energiei şi a impulsului electronului). În cazul echilibrului termodinamic curenţii tunel rezultaţi sînt egali şi de semn opus, prin urmare curentul rezultant este zero, situaţie ce corespunde punctului O pe caracteristica volt-amperică statică (fig. 8.5). La polarizări inverse (fig. 8.4, b) are loc o pronunţare a suprapunerii benzilor; astfel tunelările $A \rightarrow B$ sînt preponderente şi prin DT circulă un curent tunel invers (punctului 1 pe caracteristică).

La polarizări directe întîlnim situaţii deosebite în funcţie de valoarea tensiunii aplicate. La tensiuni relativ mici (fig. 8.4, c) tunelările preponderente sînt $C \rightarrow D$; astfel prin DT trece un curent tunel direct (punctul 2 pe caracteristică). Curentul tunel direct creşte cu tensiunea aplicată pînă cînd maximele curbelor η_c, η_v (distribuţii energetice ale electronilor în BC, respectiv golurilor în BV) coincid; curentul ia valoarea maximă, I_p, la tensiuni $V_p = 0{,}08 - 0{,}15$ V. Crescînd în continuare tensiunea directă, tot mai puţini electroni din C văd stări neocupate în D; aceasta se datoreşte faptului că maximul curbei η_c ajunge treptat la nivelul BI din regiunea P, unde nu există stări permise. Are loc scăderea curentului tunel (punctul 3 pe caracteristică) pînă cînd atinge valoarea I_v la tensiunea V_v. La tensiuni de polarizare mai mari (fig. 8.4, d) bariera energetică pentru purtătorii majoritari este puternic micşorată şi prin DT circulă un curent

de difuzie, la fel ca în joncţiunile PN clasice (punctul 4 pe caracteristică). Tabloul calitativ prezentat aici nu ţine seama de factorii care influenţează forma caracteristicii statice; aceşti factori sînt discutaţi mai jos.

Expresia curentului tunel. Este uşor de observat că bariera energetică prin care tunelează electronii este de formă triunghiulară şi este rezultatul deformării limitelor benzilor permise în regiunea de trecere a joncţiunii. Probabilitatea de tunelare, T_t, se calculează pe baza relaţiei (8.13), dedusă în aproximaţia WKB pentru cazul particulei libere; valabilitatea acestei expresii în cazul semiconductorilor degeneraţi face încă obiectul unor discuţii şi precizări (în primul rînd pentru conservarea impulsului trebuie ţinut seama şi de impulsul transversal, în al doilea rînd erorile introduse de metoda WKB la limitele benzilor permise sînt importante [2, 10, 13]).

La echilibru termodinamic expresiile curenţilor tunel sînt [2,5]

$$I_{cv} = A \int_{W_{cN}}^{W_{vp}} T_{tcv} g_c(W) f_c(W, T)\, g_v(W)[1 - f_v(W, T)]\, \mathrm{d}W, \quad (8.20)$$

$$I_{vc} = A \int_{W_{cN}}^{W_{vp}} T_{tvc} g_v(W)\, f_v(W, T)\, g_c(W)\, [1 - f_c(W, T)]\, \mathrm{d}W, \quad (8.21)$$

unde: A este o constantă proporţională cu aria joncţiunii; T_{tcv}, T_{tvc} sînt probabilităţile de tunelare în sensurile specificate de indici; $g_c(W)$, $g_v(W)$ sînt densităţile de stări în BC, respectiv BV; $f_c(W, T)$, $f_v(W, T)$ sînt funcţiile de distribuţie în BC, respectiv BV.

Sensul fizic al expresiilor curenţilor I_{cv}, I_{vc} rezultă din următoarele considerente. Curentul I_{cv} rezultat prin tunelarea electronilor din BC în BV este proporţional cu trei mărimi: 1) probabilitatea de tunelare, T_{tcv}; 2) numărul electronilor cuprinşi în intervalul energetic elementar $\mathrm{d}W$ din BC, care este $\mathrm{d}N_c(W) = g_c(W)\, f_c(W, T)_c \mathrm{d}W = \eta_c \mathrm{d}W$, unde $\eta_c = g_c(W)\, f_c(W, T)$ reprezintă distribuţia energetică a electronilor în BC; 3) numărul stărilor în BV, cuprinse în acelaşi interval energetic, care este $\eta_v = g_v(W)\, [1 - f_v(W, T)]$. Un raţionament analog se face şi pentru curentul I_{vc}. Curentul tunel rezultant este $I_t = I_{cv} - I_{vc}$; la echilibru termodinamic $I_{cv} = I_{vc}$, deci $I_t = 0$.

În prezenţa tensiunilor externe curentul tunel are expresia (presupunînd $T_{tcv} = T_{tvc} = T_t$)

$$I = I_{cv} - I_{vc} = A \int_{W_{cN}}^{W_{vp}} T_t g_c(W)\, g_v(W)\, [f_c(W, T) - f_v(W, T)]\, \mathrm{d}W. \quad (8.22)$$

La polarizări inverse, I_{cv} scade rapid odată cu creşterea tensiunii; astfel prin DT trece un curent invers, $I_t = I_{vc}$.

Ne referim acum la polarizări directe şi considerăm tensiuni relativ mici. Din figura 8.4, a se observă că mărimile $W_P = W_v - W_{FP}$ şi $W_N = W_{FN} - W_c$ reprezintă penetraţii ale nivelelor Fermi în benzile permise şi arată gradul de degenerare a semiconductorului respectiv; este evident că pentru tensiuni directe $V > V_0 = (W_P + W_N)/q$ curentul tunel devine zero (fig. 8.4, c). Pentru evaluarea aproximativă a integralei (8.22) se fac următoarele presupuneri: (1) probabilitatea de tunelare, T_t, rămîne aproximativ constantă la variaţii mici ale tensiunii aplicate; (2) densităţile de stări în BC şi BV variază cu energia după legile $g_c(W) = \gamma_c(W - W_c)^{1/2}$, $g_v(W) = \gamma_v(W_v - W)^{1/2}$; (3) penetraţiile nivelelor Fermi în benzile permise, W_P şi W_N, sînt mai mici de $2kT$. În aceste condiţii funcţiile de distribuţie Fermi-Dirac pot fi aproximate prin funcţii liniare de energie

$$\left.\begin{aligned} f_c(W, T) &\simeq 1/2 - (W - W_{FN})/4\,kT, \\ f_v(W, T) &\simeq 1/2 + (W_{FP} - W)/4kT, \end{aligned}\right\} \tag{8.23}$$

iar relaţia (8.22) se poate pune sub forma [31]

$$I_t = A' T_t \frac{V}{V_T} (V_P + V_N - V)^2, \tag{8.24}$$

unde A' este o constantă, V_T este potenţialul termic, V este tensiunea aplicată. Calculele efectuate conform relaţiei (8.24) coincid satisfăcător cu rezultatele experimentale (fig. 8.6 [31]), mai ales la temperatura camerei.

VIII.2.3. Abateri de la caracteristica ideală. Curenţi în exces

Există mai mulţi factori care produc abateri de la caracteristica ideală a DT, care ar trebui să cuprindă porţiunile inversă şi directă de curent tunel şi porţiunea directă de curent de difuzie.

a) **Variaţia probabilităţii de tunelare T_t cu tensiunea.** Odată cu variaţia tensiunii aplicate, are loc variaţia lărgimii regiunii de trecere şi a cîmpului electric ce acţionează în această regiune. Aşa cum rezultă din (8.13), probabilitatea de tunelare variază cu cîmpul electric (în cazul barierei triunghiulare): la polarizări inverse T_t creşte, la polarizări directe scade.

b) **Conservarea impulsului total.** Expresia simplificată (8.13) a probabilităţii de tunelare nu ţine seama de legea conservării impulsului total. Dacă se ţine seama de această lege în calculul lui T_t trebuie inclus şi impulsul transversal; în acest caz energia cinetică totală se divide în două părţi: W_x, asociată cu impulsul longitudinal (pe direcţia

tunelării), şi $W_\perp$ asociată cu impulsul transversal. Probabilitatea de tunelare cuantică are expresia [2]

$$T_t = \exp\left[\frac{-\pi}{\sqrt{8}} \frac{(m_n^*)^{1/2} W_g^{3/2}}{q\hbar E}\right] \cdot \exp\left[-\frac{2W_\perp}{\overline{W}}\right], \tag{8.25}$$

unde m_n^* este masa efectivă a electronului, iar $\overline{W}$ are expresia

$$\overline{W} = \frac{\sqrt{2}q\hbar E}{\pi (m_n^*)^{1/2} W_g^{3/2}} \tag{8.26}$$

şi constituie o măsură a influenţei impulsului transversal. Efectul energiei transversale constă în micşorarea probabilităţii de tunelare cu factorul $\exp[-2W_\perp/\overline{W}]$; totodată trebuie subliniat că impulsul transversal se ia în consideraţie la tunelările directe. Conform relaţiei (8.25), valori mari ale lui T_t se pot obţine în cazul semiconductorilor cu m_n^* şi W_g cît mai mici. Ţinînd cont că $W = W_x + W_\perp$ şi $W_x = \hbar^2 k_x^2/2\,m_n^*$, expresia curentului tunel devine [2]

$$I_t = A' \frac{q m_n^*}{2\pi^2 \hbar^2} \exp\left[\frac{-\pi}{2\sqrt{2}} \frac{(m_n^*)^{1/2} W_g^{3/2}}{q\hbar E}\right] \cdot \left(\frac{\overline{W}}{2}\right) \cdot D_0, \tag{8.27}$$

unde D_0 are dimensiunile unei energii şi are expresia

$$D_0 = \int [f_c(W, T) - f_v(W, T)][1 - \exp(-2W_s/\overline{W})]\, dW. \tag{8.28}$$

Energia W_s reprezintă cea mai mică valoare dintre W_1 şi W_2 (fixîndu-ne asupra unui electron de energie W avem: $W_1 = W_{vP} - W$, $W_2 = W - W_{cN}$). La temperaturi joase, funcţiile $f_c(W, T)$ şi $f_v(W, T)$ variază în salt la energiile W_{FN}, respectiv W_{FP}, iar variaţia lui D_0 în funcţie de tensiunea aplicată (pentru valori mari ale lui W) este arătată în figura 8.6: curba 1, $W_P = W_N$; curba 2, $W_N = 3\,W_P$ (sau $W_P = 3\,W_N$).

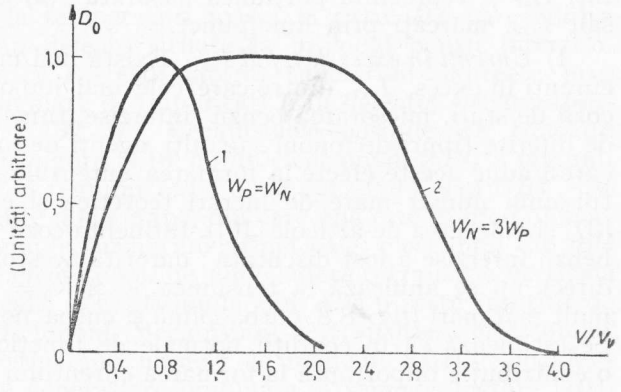


Figura 8.6. Variaţia probabilităţii de tunelare cuantică cu tensiunea aplicată.

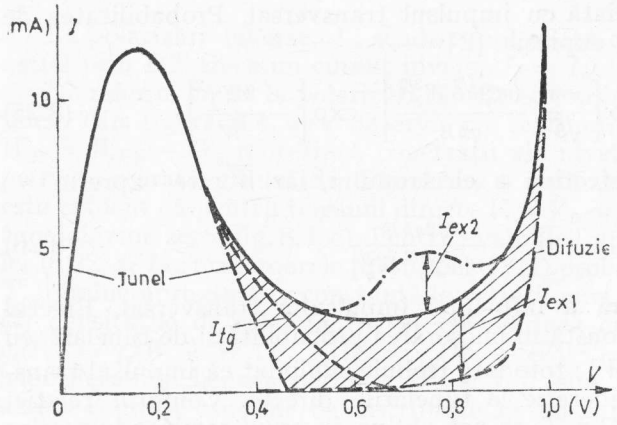


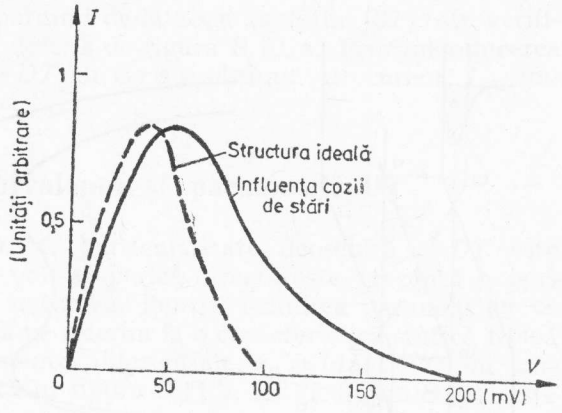
Figura 8.7. Intensitatea curenților în exces.

c) **Existența curenților în exces.** Din expresia simplificată a curentului tunel (8.24) rezultă că pentru tensiuni directe $V > V_0 = V_P + V_N$ curentul tunel este zero: avînd în vedere că la polarizări directe $V \simeq V_0$ curentul de difuzie este practic neglijabil, ar trebui să rezulte un curent de vale, I_v, foarte mic și un raport I_p/I_v suficient de mare. Caracteristicile statice experimentale ale DT prezintă curenți I_v importanți, iar raportul I_p/I_v nu depășește valoarea 10 (GaAs, Ge). Componentele curentului care circulă prin DT și nu pot fi explicate prin teoria simplificată a tunelărilor cuantice directe și a difuziei sînt numite curenți în exces.

Curenții în exces observați experimental pot fi împărțiți în două tipuri [10] (fig. 8.7): (1) curenții cuprinși între curba experimentală, numită adesea caracteristică Esaki (linie plină) și curentul tunel ideal și cel de difuzie, marcați prin linii întrerupte; acești curenți sînt notați I_{ex1} și reprezintă porțiunea hașurată; (2) curenți în exces de tip salt I_{ex2}, marcați prin linie-punct.

1) *Curenți în exces de tipul* I_{ex1}. Există mai multe cauze care produc curenți în exces, I_{ex1}, dintre care cele mai importante sînt: formarea cozii de stări, micșorarea benzii interzise, tunelările indirecte asistate de diferite tipuri de fononi sau alți agenți de împrăștiere. Aportul pe care-l aduc aceste efecte la formarea curentului I_{ex1} constituie obiectul unui număr mare de lucrări teoretice și experimentale ([32] — [37] și culegerea de articole [10]). Influența cozii de stări și a micșorării benzii interzise a fost discutată; datorită acestor efecte curentul tunel direct nu se anulează la tensiunea $V \simeq V_0 = V_P + V_N$, ci la valori mult mai mari (fig. 8.8, curba plină și curba notată I_{tg} în figura 8.7). Se estimează că în condiții normale de funcționare curentul I_{tg} are o contribuție importantă la formarea curentului în exces I_{ex1}.

stigura 8.8. Influența cozii de Fări asupra curentului tunel.



În discuția funcționării DT ideale și la deducerea expresiei curentului I_t au fost considerate numai tunelările directe prin banda interzisă; în cazul acestui tip de tunelări minimul BC și maximul BV (în reprezentarea $W(\vec{k})$) sînt situate la aceeași valoare a numărului de undă $\vec{k}$ (fig. 8.9, a), adică au același impuls și este satisfăcută legea conservării impulsului; această situație se întîlnește la DT din GaAs. La DT din Ge și Si minimul BC și maximul BV au valori diferite de ale lui $\vec{k}$ (fig. 8.9, b); în acest caz au loc tunelări indirecte. Pentru conservarea impulsului este necesar ca diferența dintre impulsul electronului înainte de tunelare și cel de după tunelare să fie compensată prin diferiți agenți de împrăștiere, cum ar fi fononii și impuritățile. Atunci cînd au loc tunelări indirecte asistate de fononi, fotoni etc., probabilitatea de tunelare, T_t, are valori mai mici.

2) *Curenți în exces de tipul* I_{ex2} (structurați). Acest tip de curent se observă în special la temperaturi joase, în cazul DT care conțin stări de impurități sau defecte situate la mijlocul benzii interzise. Astfel s-a emis ipoteza că I_{ex2} este datorat tunelărilor indirecte prin intermediul stărilor singulare de impurități (sau defecte) situate aproximativ la mijlocul BI [32, 37]. Mecanismele posibile de tunelare indirectă sînt arătate în figura 8.10, a; un electron din BC a regiunii N poate ajunge în BV a regiunii P pe două căi: CAV sau CBV. În fiecare cale sînt conținute două etape, din care una este în mod obligatoriu tunelare. De exemplu, urmărind prima cale, electronul din BC trece pe starea A prin efect tunel, de unde suferă o tranziție verticală în V; tranziția verticală a electronului din A și V este însoțită de emisie sau absorbție de fononi. Mecanismul de tranziție a electronilor din A în V este cunoscut sub numele de modelul SRH (Shockley-Read-Hall) vertical de generare-recombinare în semiconductori [10]. Este cunoscut că impuritățile de Au introduc nivele adînci, situate

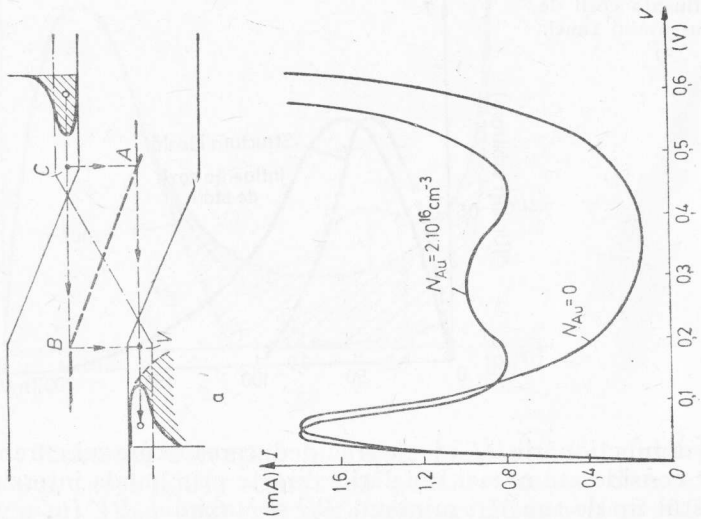


Figura 8.10. Apariția curenților în exces I_{ex2} datorați tunelărilor indirecte: a — mecanismul SRH (Schockley-Read-Hall); b — modificarea curentului I_{ex2} prin dopare cu Au.

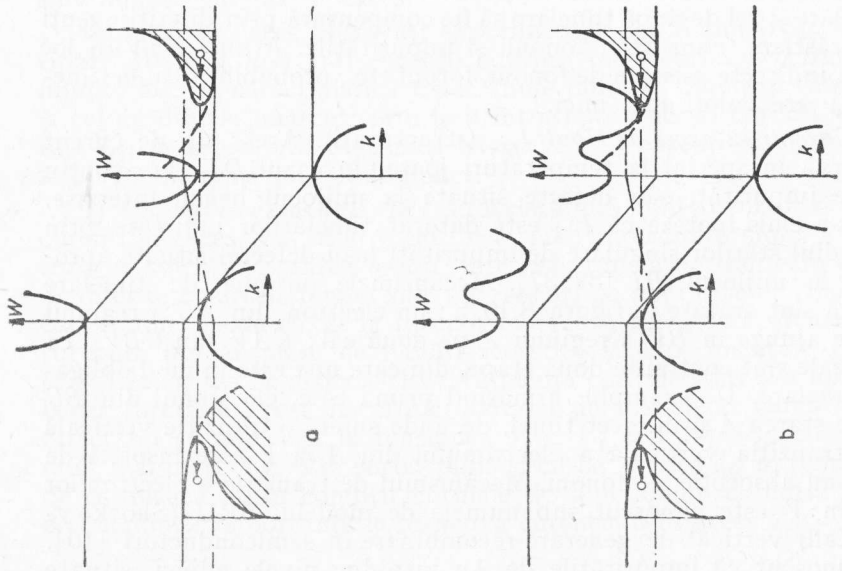


Figura 8.9. Tipuri de tunelări interbenzi: a — directe; b — indirecte.

aproape de mijlocul BI; pornind de la acest fapt, în [37] este verificat experimental modelul descris de figura 8.10, a. Prin introducerea impurităților de Au într-o DT cu Ge s-a obținut un curent I_{ex2} important (fig. 8.10, b, curba 2).

VIII.3. Schema echivalentă și parametrii DT

a) **Schema echivalentă.** O particularitate deosebită a DT este aceea că în caracteristica volt-amperică directă este prezentă o porțiune anormală, de pantă negativă. Pentru definirea parametrilor ce intră în schema echivalentă ne referim la o caracteristică statică tipică (fig. 8.11,a); variația rezistenței diferențiale, $r_D = (\mathrm{d}I/\mathrm{d}V)^{-1}$, cu tensiunea aplicată este arătată în figura 8.11,b, iar în figura 8.11,c este

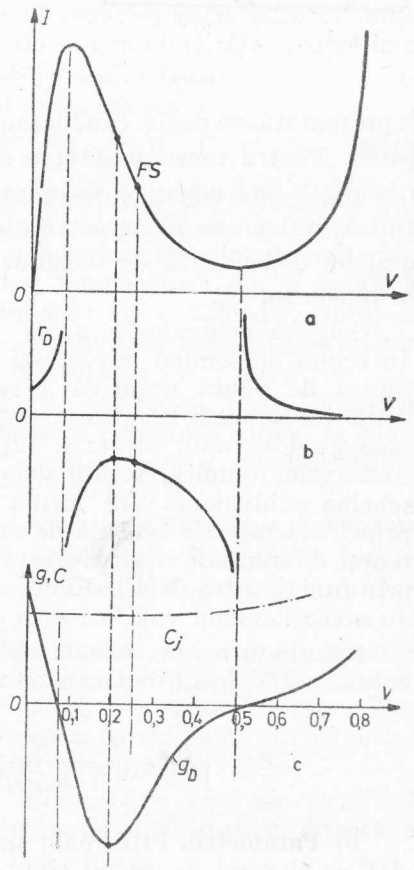


Figura 8.11. Variația rezistenței r_D, conductanței g_D și capacității C_j cu tensiunea aplicată pe dioda tunel.

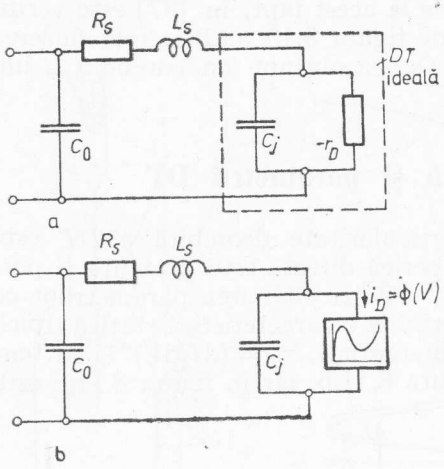


Figura 8.12. Scheme echivalente ale diodei tunel: a — semnal mic; b — semnal mare.

reprezentată variaţia conductanţei diferenţiale şi a capacităţii joncţiunii. Pentru tensiuni directe cuprinse între V_p şi V_v, rezistenţa diferenţială este negativă şi are valoarea minimă $r_{D\min} \simeq 2\, V_p/I_p$ în punctul de inflexiune al caracteristicii statice. Capacitatea joncţiunii are o slabă dependenţă de tensiune aplicată şi experimental se măsoară la tensiunea V_v.

Schema echivalentă a *DT* depinde de regimul de funcţionare. În regim de semnal mic, şi cu punctul de funcţionare fixat pe porţiunea de pantă negativă a caracteristicii, rezultă schema echivalentă din figura 8.12,a, care conţine două părţi distincte: (1) elemente asociate joncţiunii ideale şi (2) elemente asociate regiunilor neutre, contactelor ohmice, terminalelor şi capsulei. În regim de comutare, schema echivalentă are forma arătată în figura 8.12,b; deosebirea principală faţă de schema de semnal mic este aceea că în locul rezistenţei diferenţiale negative este considerat elementul neliniar, notat prin funcţia $i_{DT}=\Phi\,(V)$. Elementele parazite din schemele echivalente au aceeaşi semnificaţie ca şi la alte tipuri de diode.

Referindu-ne la schema echivalentă de semnal mic, impedanţa totală a *DT* (neglijînd capacitatea de încapsulare C_0) este

$$\underline{Z} = \left[R_s + \frac{-r_D}{1+(\omega C_j r_D)^2}\right] + j\left[\omega L_s + \frac{-\omega C_j r_D^2}{1+(\omega C_j r_D)^2}\right]. \qquad (8.29)$$

b) **Parametrii.** Principalii parametri utilizaţi pentru caracterizarea *DT* ca element de circuit sînt:

(1) *Frecvenţa limită (rezistivă)* se defineşte ca frecvenţa pentru care *DT* prezintă o rezistenţă negativă pentru circuitul exterior. Egalînd cu zero partea reală a impedanţei rezultă

$$f_s = \frac{1}{2\pi C_j r_D}\sqrt{\frac{|r_D|}{R_s}-1}\,,\quad f_{r\max} = \frac{1}{2\pi C_j r_{D\min}}\sqrt{\frac{|r_{D\,min}|}{R_s}-1}, \qquad (8.30)$$

unde $f_{r\max}$ este frecvenţa corespunzătoare rezistenţei diferenţiale negative minime; pentru $f > f_{r\max}$ *DT* nu mai prezintă o rezistenţă negativă faţă de circuitul exterior.

(2) *Frecvenţa de rezonanţă proprie* se obţine prin egalarea cu zero a părţii imaginare a impedanţei

$$f_x = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_s C_j}-\frac{1}{(C_j r_D)^2}}\,,\quad f_{x\,min} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_s C_j}-\frac{1}{(C_j r_{D\,\min})^2}}\,. \qquad (8.31)$$

Fixîndu-ne în punctul de inflexiune al caracteristicii statice, unde rezistenţa diferenţială negativă are valoarea minimă, *DT* poate funcţiona în regim de oscilator numai dacă $f_{r\max} > f_{x\min}$.

(3) *Factorul de zgomot FS*, definit prin relaţia

$$FS = 1 + (1/2\ V_T)\ |I\, r_D|_{\min}. \qquad (8.32)$$

Produsul $I\ r_D$ are valoarea minimă la tensiunea de polarizare V_{FS}, puţin mai mare decît tensiunea V_I, corespunzătoare punctului de inflexiune (fig. 8.11,a); acest produs este o caracteristică de material; prin urmare *FS* depinde de material şi temperatură. La $T = 300$ K avem următoarele valori ale factorului *FS*: Ge — 2,25 dB, GaSb—2 dB, GaAs — 3,4 dB; în comparaţie cu alte dispozitive semiconductoare pentru microunde, *DT* are *FS* foarte mic.

(4) *Produsul amplificare × bandă de trecere* la 3 dB atenuare $G_0 B = 1/\pi C_j |r_{D\min}|$ constituie caracteristica raportată numai la joncţiunea ideală şi serveşte ca factor de normare pentru calculul amplificatorilor cu *DT*.

(5) *Indicele de rapiditate* $K_v \simeq I_p/C_j$ constituie un factor de calitate pentru procesul de comutare (valoarea exactă este $K_v = (I_p - I_v)/C_j$).

(6) Rapoartele I_p/I_v şi V_v/V_p caracterizează în principal puterea de ieşire.

c) **Aproximaţia caracteristicii statice.** Forme tipice de caracteristici statice pentru *DT* fabricate pe scară industrială sînt arătate în figura 8.13; pe ordonată sînt puse valorile normate în raport cu curentul de vîrf, $y = I/I_p$ (se observă că raportul I_p/I_v are valorile: Ge-8, GaAs, GaSb — 12—15, Si şi InP—4—5).

În calculul diferitelor scheme se utilizează o expresie analitică aproximativă, care descrie întreaga caracteristică statică directă a

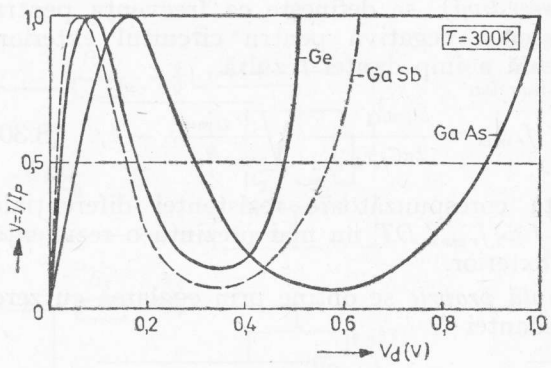


Figura 8.13. Caracteristici volt-amperice statice normate pentru diode tunel din Ge, GaSb și GaAs.

DT. Destul de răspîndite sînt aproximările polinomiale; sub forma cea mai generală se recomandă utilizarea aproximației

$$y = I/I_p = \sum_{k=1}^{n} a_k V^k, \tag{8.33}$$

unde coeficienții a_k se determină prin folosirea unor valori ale curenților și tensiunilor în puncte specifice ale caracteristicii statice, precum și alte date constructive ale *DT*. În majoritatea cazurilor practice o bună aproximație se obține luînd $n = 10$. Pentru o *DT* din GaAs cu $V_p = 0{,}1$ V, $V_v \simeq 0{,}5$ V, $I_p/I_v = 12-20$, coeficienții a_k, obținuți pe calculator [38], au valorile: $a_1 = 0{,}22163 \cdot 10^2$, $a_2 = -0{,}12035 \cdot 10^3$, $a_3 = -0{,}34707 \cdot 10^3$, $a_4 = 0{,}49230 \cdot 10^4$, $a_5 = -0{,}19129 \cdot 10^5$, $a_6 = 0{,}39943 \cdot 10^5$, $a_7 = -0{,}49989 \cdot 10^5$, $a_8 = 0{,}37618 \cdot 10^5$, $a_9 = -0{,}15742 \cdot 10^5$, $a_{10} = 0{,}28208 \cdot 10^4$; în figura 8.14,a este arătată coincidența curbei

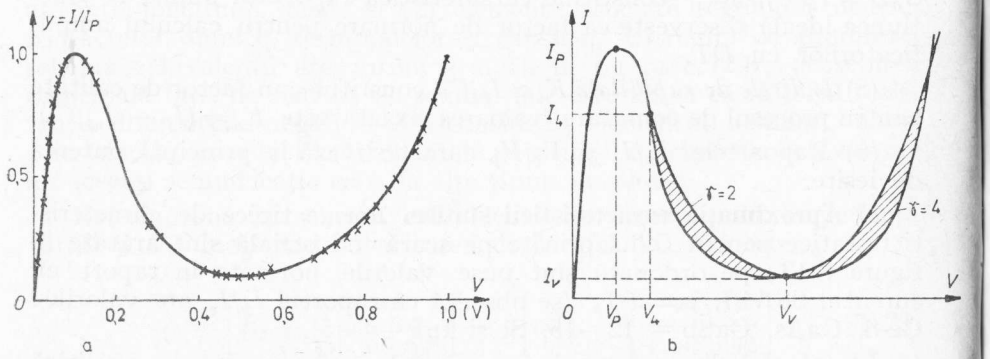


Figura 8.14. Aproximări ale caracteristicii statice a *DT*: a — polinom de gradul 10; b — aproximare pe porțiuni prin polinoame de ordinul 2.

teoretice (linie plină) cu punctele experimentale. În multe cazuri este suficientă o aproximare polinomială pe porțiuni [42]. Plecînd de la coordonatele unor puncte particulare ale caracteristicii statice se pot scrie relațiile

$$I = \begin{cases} I_p[1-(1-V/V_p)^2], & \text{pentru } 0 \leqslant V \leqslant V_p, \\ I_p - (I_p - I_4)\left(\dfrac{V-V_p}{V_4-V_p}\right)^2, & \text{pentru } V_p \leqslant V \leqslant V_4, \\ I_v + (I_4 - I_v)\left(\dfrac{V_v - V}{V_v - V_4}\right)^\gamma, & \text{pentru } V_4 \leqslant V \leqslant V_v, \\ I_v + (I_p - I_v)\left(\dfrac{V-V_v}{V_3-V_v}\right)^\gamma, & \text{pentru } V_v \leqslant V, \end{cases} \tag{8.34}$$

unde $\gamma = 2 \div 4$; rezultatele calculelor pentru două valori ale lui γ sînt arătate în figura 8.14,b.

VIII.4. Utilizarea DT în microunde

VIII.4.1. Probleme de stabilitate a circuitelor cu DT

Fiind dat că pentru anumite tensiuni de polarizare, *DT* prezintă o rezistență diferențială negativă, este necesară discutarea unor probleme de stabilitate a circuitelor cu *DT*. În acest scop se consideră un sistem autonom (fig. 8.15,a) a cărui schemă echivalentă este arătată în figura 8.15,b, unde $R = R_1 + R_s + R_t$ (rezistența internă a sursei de alimentare), $L = L_s + L_1$, iar C include C_j și capacitățile parazite. Ecuațiile de stare ale sistemului sînt

$$L\frac{di}{dt} = V_{DD} - iR - v, \tag{8.35}$$

$$i = C\frac{dv}{dt} + \Phi(v).$$

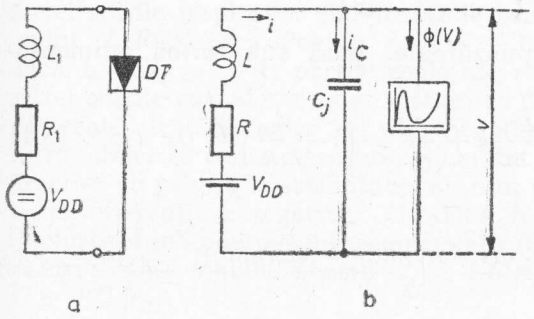


Figura 8.15. Sistem autonom format din diodă tunel și bobină de inductanță: a — schema de principiu; b — schemă echivalentă.

Eliminînd variabila i din (8.35) rezultă

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \left[\frac{R}{L}\ \frac{\Phi'(v)}{C}\right]\frac{dv}{dt} + \frac{1}{LC}\left[v + R\Phi\ (v)\right] = \frac{V_{DD}}{LC}, \qquad (8.36)$$

care este o ecuație diferențială neliniară de ordinul al doilea. Cea mai răspîndită metodă de studiu a stabilității sistemelor neliniare se bazează pe „metoda a doua (directă) a lui Leapunov". Conform acestei metode, stabilitatea unui sistem neliniar în vecinătatea stărilor de echilibru poate fi dedusă din studiul ecuației diferențiale liniare, care se obține prin considerarea unor variații mici ale variabilelor în jurul valorilor de echilibru. Stările de echilibru ale sistemului sînt acelea în care tensiunile și curenții rămîn neschimbați în timp ; notînd (V_0, I_0) coordonatele unei stări de echilibru avem

$$\frac{di}{dt}\ (V_0, I_0) = 0, \quad \frac{dv}{dt}\ (V_0, I_0) = 0. \qquad (8.37)$$

Aplicînd aceste condiții la (8.35) se obține

$$V_{DD} - I_0 R - V_0 = 0,$$
$$I_0 = i_{D0} = 0, \qquad (8.38)$$

adică stările de echilibru sînt situate în punctele de intersecție ale caracteristicii statice cu dreapta de sarcină $i_{D0} = I_0 = (V_{DD} - V_0)/R$.

Considerăm variații mici, Δv și Δi în jurul valorilor V_0 și I_0: $v = V_0 + \Delta v$, $i = I_0 + \Delta i$. Avînd în vedere inegalitățile $\Delta v \ll V_0$, $\Delta i \ll I_0$, ne putem limita la primii doi termeni din dezvoltarea Taylor a mărimii $\Phi(v)$

$$\Phi(V_0 + \Delta v) = \Phi(V_0) + \Delta v \Phi'(V_0), \qquad (8.39)$$

unde $\Phi'(V_0) = (di/dv)_{V_0} = g_D = 1/r_D$ reprezintă conductanța diferențială a DT în punctul (V_0, I_0). Introducînd în (8.36) rezultă ecuația diferențială liniară de ordinul al doilea

$$\frac{d^2(\Delta v)}{dt^2} + \left[\frac{R}{L} + \frac{1}{Cr_D}\right]\frac{d(\Delta v)}{dt} + \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{r_D}\right)\Delta v = 0. \qquad (8.40)$$

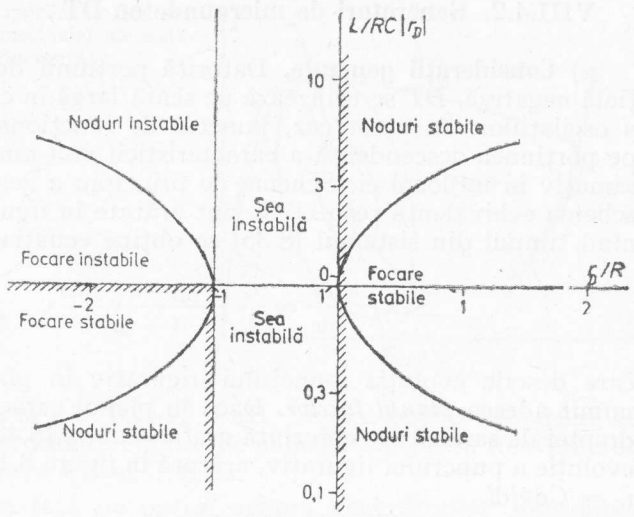
Ecuația caracteristică corespunzătoare, pusă sub formă adimensională, este

$$\lambda^2 + \lambda\left(1 + \frac{L}{r_D RC}\right) + \frac{L}{r_D RC}\left(1 + \frac{r_D}{R}\right) = 0, \qquad (8.41)$$

ale cărei rădăcini sînt

$$\lambda_{1,2} = \frac{-(1 + L/r_D RC) \pm \sqrt{(1 + L/r_D RC)^2 - (4L/r_D RC)(1 + r_D/R)}}{2} \qquad (8.42)$$

Figura 8.16. Diagrama de stabilitate a circuitului cu DT și bobină de inductanță.



După Leapunov, stabilitatea sistemului în vecinătatea stărilor de echilibru (V_0, I_0) este determinată de proprietățile rădăcinilor λ_1 și λ_2 : dacă părțile reale ale rădăcinilor sînt negative, starea de echilibru considerată este stabilă ; dacă măcar una din rădăcini are partea reală pozitivă, starea de echilibru este instabilă ; dacă rădăcinile au partea reală zero criteriul nu se aplică.

Legătura dintre parametrii sistemului și rădăcinile $\lambda_{1,2}$ este ilustrată prin diagrama de stabilitate [43], arătată în figura 8.16, în care trebuie ținut seama că r_D are variația arătată în figura 8.11.

Discuție. (a) Pentru $r_D/R > 0$, părțile reale ale rădăcinilor $\lambda_{1,2}$ sînt negative, indiferent de valorile parametrului $L/RC\,r_D$, astfel stările situate pe porțiunile de rezistență diferențială pozitivă sînt stabile pentru orice combinație posibilă a elementelor circuitului. (*b*) În domeniul de valori $-1 < r_D/R < 0$ ale argumentului, rădăcinile $\lambda_{1,2}$ sînt de semne diferite, prin urmare, în mod obligatoriu una este pozitivă ; astfel stările respective sînt instabile pentru orice valori ale parametrului L/RCr_D. (c) Pentru $r_D/R < -1$ distingem două cazuri : (1) dacă $L/RCr_D > -1$, părțile reale ale rădăcinilor $\lambda_{1,2}$ sînt pozitive ; astfel stările considerate sînt instabile ; (2) dacă $L/RCr_D < -1$, părțile reale ale rădăcinilor $\lambda_{1,2}$ sînt negative ; astfel stările considerate sînt stabile. În urma discuției de mai sus, se pot trage cîteva concluzii practice cu privire la stabilitatea stărilor situate pe porțiunea de rezistență diferențială negativă : (1) dacă $R > |r_D|$, stările sînt instabile (inclusiv după componenta continuă) ; (2) dacă $R < |r_D|$ avem două cazuri : stări stabile pentru $L < RC\,|r_D|$ și stări instabile pentru $L > RC\,|r_D|$.

VIII.4.2. Generatori de microunde cu DT

a) **Considerații generale.** Datorită porțiunii de rezistență diferențială negativă, *DT* se utilizează pe scară largă în circuitele de generare a oscilațiilor. În acest caz, punctul de funcționare static se fixează pe porțiunea descendentă a caracteristicii volt-amperice statice, aproximativ în mijlocul ei. Schema de principiu a generatorului cu *DT* și schema echivalentă respectivă sînt arătate în figura 8.15,a,b. Eliminînd timpul din sistemul (8.35) se obține ecuația

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}v} = \frac{C}{L}\,\frac{V_{DD} - v - iR}{i - i_D}, \tag{8.43}$$

care descrie evoluția punctului figurativ în planul stărilor (i, v), numit adesea *planul fazelor*. Dacă în planul caracteristicii statice și a dreptei de sarcină se reprezintă grafic ecuația (8.43) se obține curba de evoluție a punctului figurativ, arătată în figura 8,17, unde $v_L = L\mathrm{d}i/\mathrm{d}t$, $i_C = C\mathrm{d}v/\mathrm{d}t$.

În funcție de elementele circuitului se disting două tipuri de generatori: de impulsuri și sinusoidali (armonici). Din forma curbei punctului figurativ se poate deduce forma oscilațiilor. Acest fapt este ilustrat în figura 8.18: în cazul (a) oscilațiile sînt dreptunghiulare; în cazurile (b) și (c) oscilațiile au formă tot mai apropiată de sinusoidă. Singurul element care a variat de la un caz la altul este inductanța, anume $L_a > L_b > L_c$; cu cît curba punctului figurativ se apropie de elipsă, cu atît forma oscilațiilor este mai apropiată de sinusoidă.

Generatorii de impulsuri sînt pe larg studiați în lucrarea [42]. Utilizînd *DT* din GaAs, avînd parametrii: $I_p \gtrsim 20$ mA, $|r_{D\,\min}| \simeq 10\Omega$,

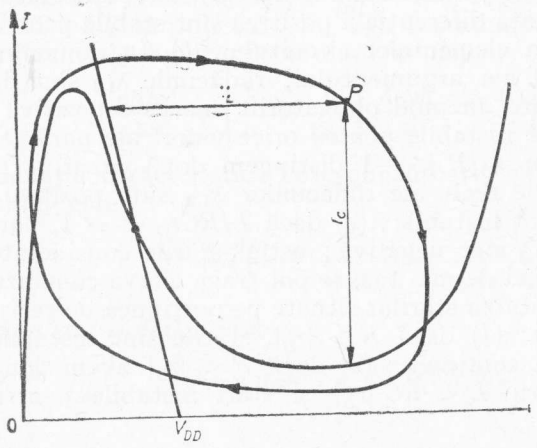
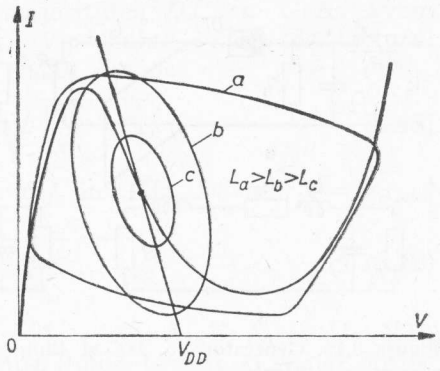


Figura 8.17. Curba de evoluție a punctului figurativ pentru sistemul *DT*-bobină de inductanță.

Figura 8.18. Ilustrarea tipurilor de oscilație (dreptunghiulare sau sinusoidale) ale sistemului *DT*-bobină de inductanță.



$C_j \lesssim 1$ pF, $R_s \lesssim 2\Omega$ și $L \simeq 0{,}2-0{,}4$ nH, se pot obține impulsuri cu frontul anterior de ordinul zecimilor de nanosecunde și cu frecvența de repetiție cuprinsă între 0,5 și 3 GHz.

În paragraful de față ne oprim asupra generatorilor sinusoidali cu *DT* care funcționează în microunde. Față de circuitele cu *DT* și alte dispozitive semiconductoare utilizate în domeniul radiofrecvenței ($f \leqslant 0{,}5$ GHz), generatori cu *DT* pentru microunde prezintă anumite particularități care fac necesară o nouă metodă de analiză. Aceste particularități pot fi grupate în două categorii: (1) influența puternică a elementelor parazite ale *DT* (R_s, L_s, C_j) asupra caracteristicilor generatorului, (2) utilizarea sistemelor oscilante cu parametrii distribuiți. Referitor la prima categorie de factori trebuie subliniată importanța cunoașterii exacte a caracteristicii statice; datorită faptului că această caracteristică nu este influențată de frecvență, nici puterea maximă obținută pe joncțiune nu depinde de frecvența de lucru. În aceste condiții calculul puterii utile din sarcină constă în găsirea criteriilor de repartiție a puterii date de joncțiune între rezistența de pierderi și sarcină. Referitor la a doua categorie de factori, trebuie subliniat că asocierea sistemelor cu parametrii distribuiți cu schemele echivalente relativ complicate ale *DT*, care variază în funcție de frecvență și regimul de funcționare, face posibilă existența mai multor regimuri staționare de oscilație, care diferă prin frecvență și putere; de asemenea, este posibilă existența oscilațiilor multifrecvență.

b) **Puterea și frecvența oscilațiilor.** De regulă în machetele constructive *DT* se montează fie într-o cavitate rezonantă (sarcina și celelalte elemente pasive sînt cuplate prin tronsoane de ghiduri), fie că face parte integrantă dintr-o construcție cu linii plate (microstrip).

Schema simplificată a unui generator cu *DT*, avînd sarcină în serie, este arătată în figura 8.19,a [38] unde: divizorul R_1, R_2 asigură tensiunea de polarizare, C_b este un capacitor de șuntare a componentei de r.f., linia l_2 (de impedanță caracteristică R_{c2}) în $\lambda/4$ asigură adaptarea

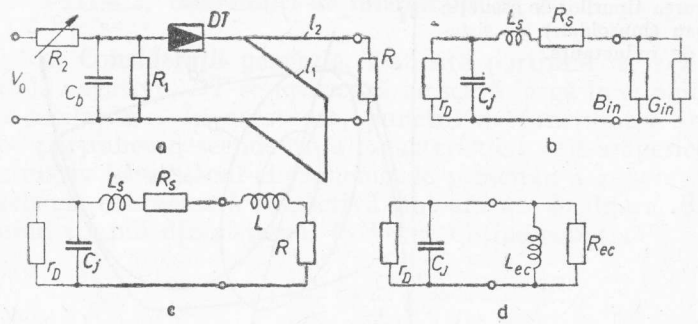


Figura 8.19. Generator cu *DT* şi linii plate: a — schemă de principiu; b, c, d — scheme echivalente.

sarcinii, linia l_1 (de impedanţă caracteristică R_{c1}) serveşte pentru acordul fin al generatorului. Dacă forma oscilaţiilor este sinusoidală, liniile l_1, l_2 pot fi înlocuite prin admitanţele de intrare, iar *DT* prin schema echivalentă de semnal mic; rezultă astfel schema echivalentă din figura 8.19,b, unde $B_{in}=B_{in1}+B_{in2}$, $G_{in}=G_{in1}+G_{in2}$ ($\underline{Y}_{in}=G_{in}+jB_{in}$). Pentru uşurarea analizei, ultima schemă echivalentă poate fi pusă sub una din formele arătate în figura 8.19,c, d, în care s-a notat:

$$R = R_s + R_L, \quad L = L_s + L_L,$$

$$R_{ec} = R(1 + \omega^2L^2/R^2), \; L_{ec} = L(1 + R^2/\omega^2L^2). \tag{8.44}$$

Puterea maximă (la frecvenţa fundamentală) pe joncţiunea *PN* a unei *DT* din GaAs este dată de relaţia [38]

$$P_{1\,max} \simeq 0{,}2\,(I_p - I_v)\,(V_v - V_p), \tag{8.45}$$

care se obţine la o polarizare optimă şi pentru o sarcină echivalentă optimă $R_{ec\,opt} = 2r_{D\,med}$, unde $r_{D\,med}$ reprezintă rezistenţa diferenţială negativă medie pe armonica întîia, $r_{D\,med}=\Delta V_1/\Delta I_1=(V_v-V_p)/(I_p-I_v)$. Puterea pe sarcină este

$$P_L = \eta_{circ}\,P_1, \tag{8.46}$$

unde $\eta_{circ}=R_L/R$ este coeficientul de transfer al circuitului de cuplaj al sarcinii cu *DT*. Punînd condiţia de sarcină optimă din (8.44), rezultă că R este variabil cu frecvenţa; astfel şi η_{circ} este variabil cu frecvenţa. Acest lucru se pune în evidenţă prin relaţia

$$\eta_{circ} = \eta_0 \cdot \eta_{\omega 0R}\,; \; \omega_{0R} = \frac{1}{C_j R_{ec}}\sqrt{\frac{R_{ec}}{R_s} - 1}, \tag{8.47}$$

unde η_0 este coeficientul de transfer la frecvenţe joase, iar $\eta_{\omega 0R}$ este factorul dependent de frecvenţă; ω_{0R} este frecvenţa maximă pentru care se mai poate obţine o valoare dată a sarcinii echivalente ($R_{ec\,opt}$ sau altă valoare convenabilă).

Pentru evaluarea rapidă a frecvenţei limită se procedează la transformarea relaţiei (8.30). La majoritatea *DT* cu GaAs avem $|r_{D\,min}| \simeq 0{,}5r_{D\,med}$ şi $V_v - V_p \simeq 0{,}5$ V; ţinînd seama de factorul de rapiditate, $K_v = \Delta I/C_j$, relaţia (8.30) devine

$$f_r = \frac{0{,}5K_v}{|r_D|/r_{D\,med}}\sqrt{\frac{|r_D|}{R_s} - 1}, \tag{8.48}$$

unde K_v se exprimă în mA/pF, iar f_r în GHz. Dacă $|r_D| = |r_{D\,min}|$ atunci se obţine relaţia simplă

$$f_{r\,max} = K_v\sqrt{\frac{|r_{D\,min}|}{R_s} - 1}\,; \tag{8.49}$$

de regulă, la *DT* cu GaAs avem $K_v = 1 - 20$ mA/pF, $R_s = 0{,}5-2\,\Omega$, $r_{D\,min} = 5-15\Omega$, astfel pentru frecvenţa limită (maximă) se pot obţine valori $f_{r\,max} = 2-100$ GHz.

Atunci cînd se pune condiţia unor sarcini optime, expresia frecvenţei limită se modifică; într-adevăr, notînd $\rho_D = |r_{D1}|/r_{D\,med} = R_{ec}/r_{D\,med}$, $\rho_s = R_s/r_{D\,med}$, expresia (8.48) devine

$$f_r = \frac{0{,}5\;K_v}{\rho_D}\sqrt{\frac{\rho_D}{\rho_s} - 1}, \tag{8.50}$$

şi dacă ţinem seama că $R_{ec\,opt} = 2r_{D\,min}$ ($\rho_D = 2$) avem

$$f_{r\,opt} = 0{,}25\,K_v\sqrt{(2/\rho_s) - 1}. \tag{8.51}$$

Desigur, trebuie avut în vedere că frecvenţa oscilaţiilor este mult mai mică decît $f_{r\,opt}$ şi, de obicei, este cuprinsă între 0,2 şi 0,6 $f_{r\,opt}$. Variaţia cu frecvenţa a lui η_{circ} în cazul *DT* cu GaAs, pentru diferite valori ale lui K_v şi ρ_s ($\rho_D = 2$), este arătată în figura 8.20 [38].

c) **Interconectarea DT pentru mărirea puterii.** Există generatori cu *DT* care pot funcţiona efectiv pînă la frecvenţe de 10 GHz, însă

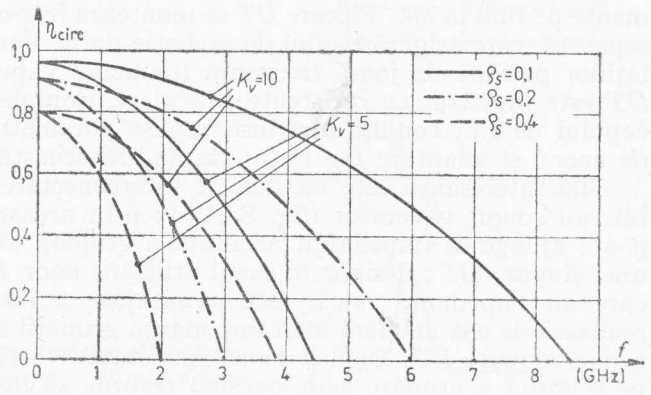


Figura 8.20. Variaţia în funcţie de frecvenţă a randamentului circuitului de cuplaj a *DT* cu sarcina.

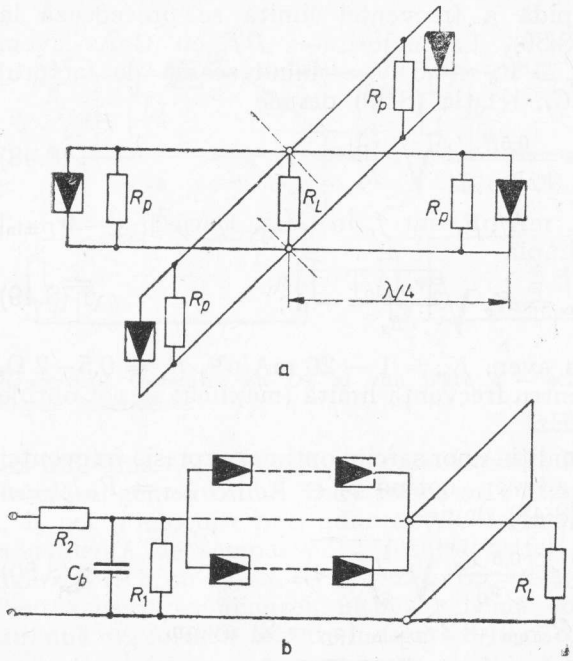


Figura 8.21. Moduri de conectare a diodelor tunel pentru creşterea puterii: a — paralel; b — serie-paralel.

puterea de ieşire este de ordinul a 1—2 mW. Pentru mărirea puterii se conectează mai multe *DT* pe aceeaşi sarcină. Trebuie subliniat că *DT* poate fi conectată în serie sau în paralel cu sarcina: conexiunea serie are coeficientul de transfer mai ridicat, conexiunea paralel este mai simplă, deoarece *DT* nu necesită o montură specială de r.f.

Două moduri posibile de conectare a mai multor *DT* la aceeaşi sarcină sînt arătate în figura 8.21. În cazul figurii 8.21, a un număr par de *DT* sînt conectate în paralel cu sarcina prin intermediul unor segmente de linii în $\lambda/4$. Fiecare *DT* se montează într-o cavitate rezonantă separată, care asigură modul de oscilaţie dorit. Pentru atenuarea oscilaţiilor posibile de joasă frecvenţă (parazite) capul de r.f. al fiecărei *DT* este prevăzut cu rezistenţe peliculare. Complexitatea construcţiei capului de r.f., condiţiile strînse impuse parametrilor *DT*, greutăţile de acord şi adaptare fac puţin răspîndită această metodă.

Mai interesantă este metoda de interconectare serie-paralel a *DT* într-un singur generator (fig. 8.21,b); prin această interconectare se poate ajunge ca impedanţa rezultată a grupării să fie egală cu cea a unei singure *DT*; desigur în cazul utilizării unor *DT* de putere mare, care au impedanţa mică, este avantajos ca interconectarea să fie realizată de aşa manieră încît impedanţa grupării să fie mai mare decît a unei singure *DT*. Diodele tunel conectate în serie (inclusiv cele de pe o latură a grupării serie-paralel) trebuie să fie polarizate separat.

Capitolul IX

DISPOZITIVE CU TRANSFER DE ELECTRONI. EFECT GUNN

IX.1. Mecanismul Ridley-Watkins-Hilsum (RWH)

IX.1.1. Analiza calitativă a mecanismului RWH

În urma studiilor asupra mobilităţii electronilor într-un eşantion de GaAs puternic dopat, Gunn [44, 45] descoperă în 1963 că la cîmpuri electrice intense, care depăşesc valoarea prag, $E_T = 2—4$ kV/cm, în eşantion iau naştere oscilaţii coerente de microunde. Perioada oscilaţiilor este aproximativ egală cu timpul de tranzit al electronilor între contactele ohmice ale eşantionului din GaAs de tip *N*, $T = \tau_{tr} = l/v_{dr}$, unde l este lungimea eşantionului (fig. 9.1, a), iar v_{dr} este viteza de drift; în calculele iniţiale s-a luat $v_{dr} = \mu_n E_T$, iar pentru mobilitatea μ_n s-a luat valoarea corespunzătoare cîmpurilor slabe.

Măsurătorile efectuate de Gunn şi alţi cercetători au arătat că oscilaţiile de microunde sînt determinate de formarea şi deplasarea de la catod spre anod a unor dipoli de sarcină spaţială (fig. 9.1, b);

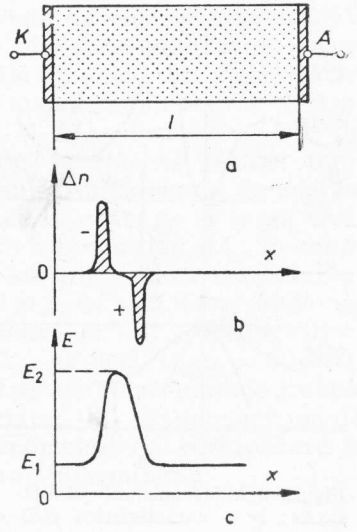


Figura 9.1. Dispozitiv cu transfer de electroni (DTE), consideraţii generale: a — structura fizică; b — dipol de sarcină spaţială; c — domeniu de cîmp înalt.

cîmpul creat de către dipol a căpătat denumirea de *domeniu de cîmp înalt* (fig. 9.1, c). Această descoperire a fost urmată de cercetări intense referitoare atît la proprietățile unor noi materiale semiconductoare cît și la elaborarea unor dispozitive capabile să genereze oscilații la frecvențe ce pot merge teoretic pînă la 200 GHz.

Kroemer [48] a arătat că efectul (oscilațiile) Gunn se bazează pe existența în eșantion a unei rezistențe diferențiale negative de volum (RDNV); existența în GaAs a RDNV a fost prezisă teoretic de Rydley, Watkins și Hilsum, pornind de la conceptul de *transfer de electroni*. În acest paragraf se prezintă succint mecanismul RWH.

Într-un semiconductor dopat cu impurități donoare, avînd o concentrație uniformă, curentul de drift are expresia $\vec{j} = qn_0\mu_n\vec{E}$, unde n_0 este concentrația de echilibru a electronilor; apariția RDNV poate fi provocată de micșorarea concentrației purtătorilor sau de descreșterea mobilității într-o anumită gamă de variație a cîmpului.

În cadrul analizei calitative a mecanismului RWH considerăm un model simplificat al benzilor energetice la GaAs după axa [100] (fig. 9.2, a); în BC sînt prezente două minime (sau văi), unul fundamental, de energie joasă, și unul satelit situat superior, la 0,36 eV, pe direcția [100] (în literatura engleză acest model este numit cu două văi — two-valley). Masele efective și mobilitățile electronilor în cele două minime sînt diferite: în minimul fundamental, situat în centrul zonei Brillouin [000], masa efectivă este m_1^*, iar mobilitatea μ_1; în minimul satelit avem m_2^* și μ_2. Avînd în vedere că $m_1^* < m_2^*$, mobilitățile se află în raportul $\mu_1 > \mu_2$. Concentrațiile electronilor

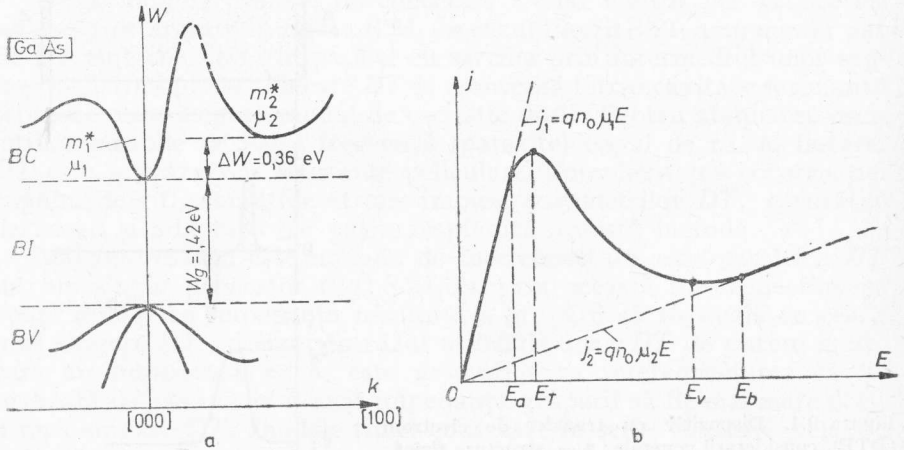


Figura 9.2. Mecanismul RWH (Ridley-Watkins-Hilsum): a — modelul benzilor la GaAs; b — caracteristica $j(E)$ cu porțiune de rezistență diferențială negativă.

în cele două minime sînt notate prin n_1 și n_2, iar concentrația totală de echilibru este $n_0 = n_1 + n_2$. Mecanismul RWH constă în transferul de electroni, sub influența unui cîmp electric aplicat, din minimul fundamental în cel satelit.

În regim staționar conductivitatea electrică are expresia

$$\sigma = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) = qn_0\bar{\mu}, \tag{9.1}$$

iar $\bar{\mu} = (\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2)/n_0$ are semnificația unei mobilități medii. Densitatea de curent are expresia

$$j = \sigma E = qn_0\bar{\mu}E = qn_0\bar{v}, \tag{9.2}$$

unde $\bar{v} = \bar{\mu}E$ este viteza medie de drift a electronilor; dependența posibilă $j(E)$ este arătată grafic în figura 9.2, b. Pentru simplificarea explicației se admite că la cîmpuri slabe, $E \leqslant E_a$, toți electronii sînt situați în minimul fundamental ($n_1 = n_0$, $n_2 = 0$); astfel densitatea de curent urmează legea $j_1 = qn_0\mu_1 E$; la cîmpuri relativ intense, $E > E_b$, toți electronii sînt transferați în minimul satelit ($n_1 = 0$, $n_2 = n_0$); astfel densitatea de curent urmează legea $j_2 = qn_0\mu_2 E$; în intervalul de valori $E_a \leqslant E \leqslant E_b$ vor exista electroni în ambele minime și densitatea de curent este $j = q(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E$. Din cele expuse rezultă că în caracteristica $j(E)$ va exista o porțiune de rezistență diferențială numai dacă pentru materialul respectiv este satisfăcută inegalitatea

$$\mu_1 E_a > \mu_2 E_b. \tag{9.3}$$

Ținînd seama de relația (9.2) se poate afirma că RDNV este determinată de existența în eșantion a unei mobilități diferențiale negative (este vorba de mobilitatea medie $\bar{\mu}$).

Transferul de electroni interminime poate da naștere unei RDNV dacă este satisfăcut un număr de condiții: (1) Temperatura eșantionului (a rețelei cristaline) trebuie să fie suficient de joasă, astfel încît în absența cîmpului electric extern marea majoritate a electronilor să se afle în minimul fundamental al BC; deci $kT < \Delta W$ (la GaAs $\Delta W = 0{,}36$ eV; astfel condiția este satisfăcută pentru temperaturi suficient de mari). (2) În minimul fundamental de energie joasă, eșantionul trebuie să aibă densitatea de stări g_{1c} și masa efectivă m_1^* de valori mici, iar mobilitatea μ_1 de valoare ridicată; în minimul superior (satelit) g_{2c} și m_2^* trebuie să aibă valori mari, iar μ_2 valori mici. La GaAs avem: $m_1^* = 0{,}07\, m_0$, $m_2^* = 1{,}2\, m_0$, unde m_0 este masa electronului liber; prin urmare, $m_1^*/m_2^* = 0{,}058$; $\mu_1 = 5000 - 8000$ cm^2/V · s, $\mu_2 = 100$ cm^2/V · s, deci $\mu_1/\mu_2 = 50-80$; $g_{1c}/g_{2c} \simeq 1/60$. (3) Intervalul energetic între cele două minime trebuie să fie mai mic decît lărgimea benzii interzise, W_g, astfel încît odată cu creșterea cîmpului să nu intervină fenomenul de multiplicare în avalanșă, înainte de a avea loc transferul interminime.

Aceste condiții sînt satisfăcute în GaAs, CdTe, ZnSe, InP precum și în alți compuși binari sau ternari [51]. Există materiale semiconductoare care, în condiții obișnuite de temperatură și presiune, au $\Delta W > W_g$ și nu pot avea RDNV; însă în condiții de presiune hidrostatică sau uniaxială are loc micșorarea intervalului energetic ΔW, făcînd posibilă apariția RDNV. Un exemplu este InAs, care, în absența presiunii, are $\Delta W > W_g$, dar în condiții de presiune ridicată ($\simeq$ 14 kbar) a prezentat RDNV. Trebuie spus, în acest sens, că dovada hotărîtoare a ipotezei lui Kroemer (apariția RDNV și a domeniilor de cîmp înalt în dispozitivele Gunn sînt datorate transferului de electroni) este adusă de Hutson și colaboratorii săi [53]: prin aplicarea unei presiuni statice asupra probei de GaAs, scade valoarea cîmpului prag, E_T, deci a intervalului ΔW; la presiuni relativ mari, RDNV și efectul Gunn asociat dispar complet.

Analizînd dependența $j(E)$, s-a presupus că indiferent de valoare, cîmpul E este uniform în tot eșantionul; în realitate, pentru $E > E_T$ distribuția cîmpului devine neuniformă și intervine efectul de saturație a vitezei de drift. Dispozitivele realizate de Gunn (diodele Gunn) sînt puternic dopate și au produsul $n_0 l$ foarte mare; oscilațiile observate sînt rezultatul formării și deplasării domeniilor de cîmp înalt. Ulterior s-a constatat că și în eșantioane mai slab dopate poate exista o RDNV ca urmare a transferului de electroni.

IX.1.2. **Caracteristica $\bar{v}(E)$. Condiția de RDNV**

Prin derivarea ecuației (9.2) se obține

$$\frac{\mathrm{d}j}{\mathrm{d}E} = qn_0 \frac{\mathrm{d}\bar{v}}{\mathrm{d}E}; \tag{9.4}$$

condiția de RDNV poate fi scrisă sub forma

$$\mathrm{d}\bar{v}/\mathrm{d}E = \bar{\mu}_d < 0, \tag{9.5}$$

unde $\bar{\mu}_d$ este mobilitatea medie diferențială.

Găsirea unei expresii analitice exacte a dependenței $\bar{v}(E)$ constituie o sarcină extrem de dificilă datorită multitudinii de factori ce intervin în procesele de drift însoțite de transfer de electroni (mecanisme de împrăștiere, relaxarea, difuzia, recombinarea, variația funcției de distribuție).

O expresie simplificată este propusă în lucrările lui Kroemer. Raportul concentrațiilor în cele două minime se notează

$$n_2/n_1 = (E/E_0)^{k_v} = F^{k_v}, \tag{9.6}$$

unde k_v este o constantă, iar E_0 este cîmpul pentru care $n_2 = n_1$; raportul dintre mobilități $\mu_2/\mu_1 = B$ se consideră constant. Modelul

simplificat ales implică presupunerea că mobilitățile sînt independente de cîmp, iar distribuția electronilor între cele două minime urmează instantaneu variațiile cîmpului în timp și spațiu. Avînd în vedere că în GaAs de tip N transferul de electroni între minime este datorat în principal împrăștierii pe fononi optici longitudinali, pentru care timpul de împrăștiere este de ordinul $\tau_s \simeq 10^{-12}$s, se poate admite că la frecvențe $f \lesssim 10$ GHz, transferul de electroni este instantaneu. Concentrațiile electronilor în cele două minime sînt

$$n_1 = n_0(1 + F^{k_v})^{-1}, \quad n_2 = n_0 F^{k_v}(1 + F^{k_v})^{-1}, \tag{9.7}$$

iar viteza medie de drift este

$$\bar{v} = \bar{\mu}E = \mu_1 E \frac{1 + BF^{k_v}}{1 + F^{k_v}}. \tag{9.8}$$

Dacă se iau valorile: $\mu_1 = 8000$ cm^2/V·s, $E_0 = 4$ kV/cm, $k_v = 4$, $B = 0{,}05$, se obține o curbă teoretică care coincide satisfăcător atît cu rezultatele teoretice obținute în [55] (utilizîndu-se o expresie mai complicată) cît și cu rezultatele experimentale din [54] (fig. 9.3, a).

Trebuie subliniat că există un mare număr de lucrări dedicate găsirii unei expresii a funcției $\bar{v}(E)$ care să fie cît mai apropiată de rezultatele experimentale; cele mai utilizate sînt cele propuse în lucrările [49] și [55]. De exemplu, în [49] se dă expresia

$$\bar{v} = \mu_1 E \left\{ \frac{1 + [(1 + \alpha + \Delta W/kT)B - (1 + \Delta W/kT_e)] \exp(-\Delta W/kT_e)}{1 + \alpha \exp(-\Delta W/kT_e)} \right\}, \tag{9.9}$$

unde $\alpha = (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$, iar T_e este temperatura electronilor; în general, $T_e > T$ (temperatura rețelei cristaline), adică cîmpul electric intens „încălzește" gazul electronic.

Expresia a fost dedusă făcîndu-se o serie de ipoteze simplificatoare: (1) în ambele minime electronii au o distribuție boltzmanniană și aceeași temperatură, T_e; (2) timpul de relaxare a energiei (temperaturii) electronilor, τ_T, este foarte mic în raport cu timpul de relaxare dielectrică, adică distribuția electronilor urmărește instantaneu variațiile cîmpului în timp și spațiu; (3) transferul interminime se efectuează prin împrăștiere pe fononi optici longitudinali, avînd timpul de împrăștiere $\tau_s \lesssim 10^{-12}$s; astfel, pentru frecvențe mai mici de 10 GHz transferul electronilor poate fi considerat instantaneu; (4) mobilitățile sînt independente de timp; (5) raportul maselor efective, α, rămîne constant. Rezultatele calculelor pentru GaAs de tip N la diferite temperaturi sînt arătate în figura 9.3, b; în figura 9.3, c este reprezentată o curbă avînd următorii parametri: $\Delta W = 0{,}36$eV, $\alpha = 60$, $\tau_T = 2 \cdot 10^{-12}$s, $\mu_1 = 5000$ cm^2/V·s, $\mu_2 = 100$ cm^2/V·s, $T = 300$ K. Porțiunea de RDNV se întinde între $E = 3{,}2$ și 25 kV.

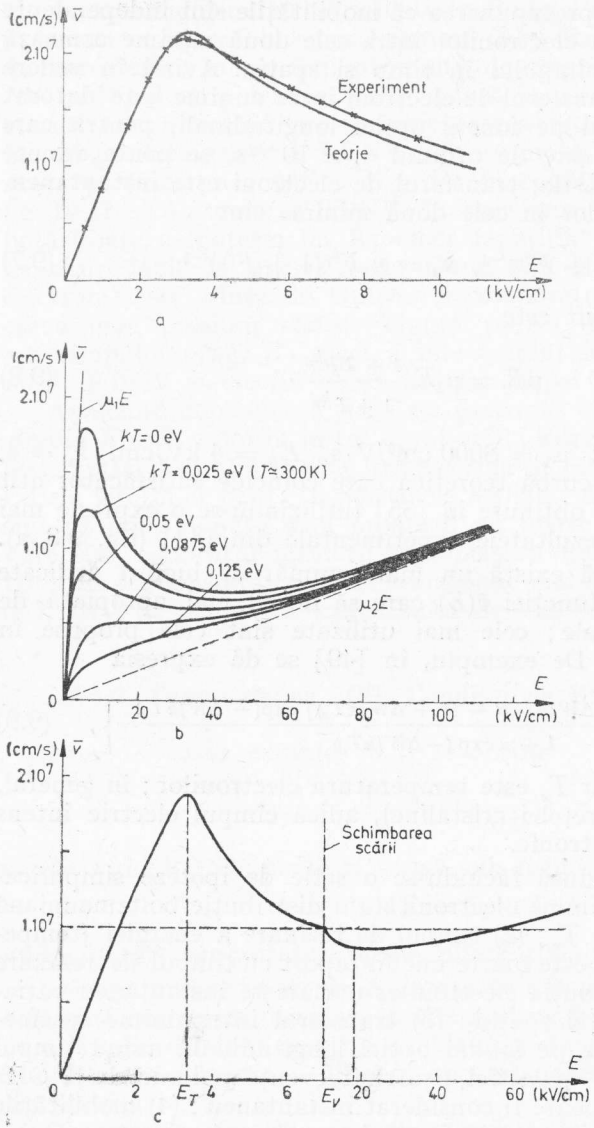


Figura 9.3. Forme de caracteristici $\bar{v}(E)$ la GaAs de tip N: a — model simplificat propus de Kroemer; b — variația curbei $\bar{v}(E)$ cu temperatura; c — detaliere a curbei și schimbare de scară.

La calcularea funcției $\bar{v}(E)$ s-a considerat că pe întreg eșantionul cîmpul este constant. După cum este știut, în gama de valori a cîmpului unde mobilitatea diferențială este negativă, dispozitivele cu transfer de electroni prezintă o RDNV, datorită căreia au loc instabilități care pot duce la formarea domeniilor de cîmp înalt; în acest caz cîmpul este spațial neuniform. De asemenea, RDNV este funcție de frecvența oscilațiilor din circuit (scade cu frecvența).

IX.2. Moduri de funcționare a dispozitivelor cu transfer de electroni (DTE)

IX.2.1. Considerații fizice generale

Prezența oscilațiilor de microunde într-un eșantion de GaAs de tip N cu concentrație mare a impurităților a fost observată prima dată în 1963 de Gunn. Ulterior au fost puse în evidență și alte moduri de funcționare a DTE, care nu presupun în mod necesar concentrații mari ale impurităților; diferitele moduri de funcționare a DTE depind de caracteristicile materialului semiconductor și de condițiile de funcționare (tensiuni de alimentare, elementele circuitului extern).

Oscilațiile de tip Gunn presupun prezența obligatorie a *domeniilor de cîmp înalt*, care iau naștere ca urmare a instabilităților de sarcină spațială. Considerăm că eșantionul are o caracteristică curent-cîmp tipică pentru dispozitive cu RDNV (fig. 9.4). Presupunem că datorită fluctuațiilor aleatorii sau neuniformităților locale de dopare, în punctul x_1 din apropierea catodului (fig. 9.5, a) are loc o acumulare inițială de electroni notată cu Δn (fig. 9.5, b); așa cum rezultă din ecuația Poisson, cîmpul din eșantion devine neuniform, căpătînd forma arătată în figura 9.5, c. Dacă intensitatea cîmpului aplicat (de polarizare) este E_0, punctul de funcționare este situat pe porțiunea de mobilitate diferențială negativă (fig. 9.4); numărul electronilor care intră în stratul x_1 este mai mare decît a celor care ies spre dreapta; astfel are loc o pronunțare a acumulării inițiale. Procesul de acumulare continuă pînă cînd la stînga și la dreapta stratului x_1 valorile cîmpului ies din porțiunea de mobilitate diferențială negativă; aceste

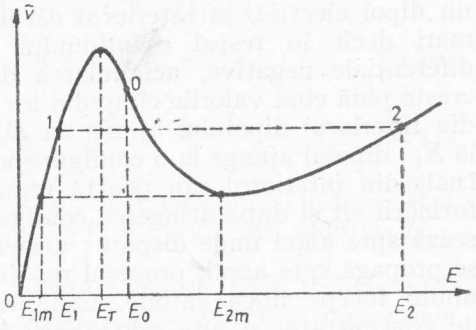


Figura 9.4. Caracteristică $\bar{v}(E)$ tipică pentru un element cu RDNV.

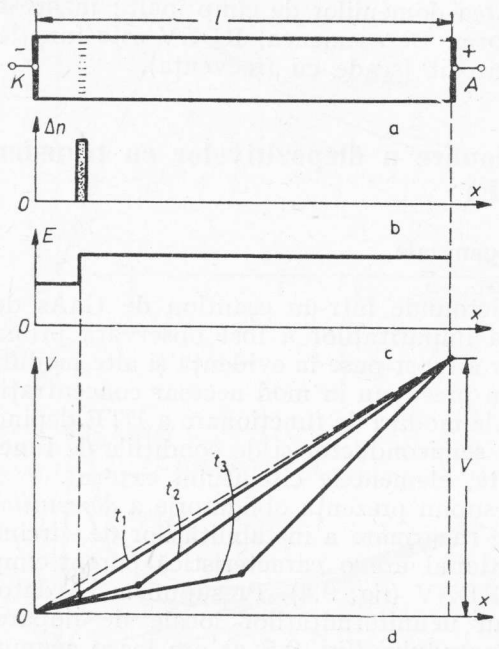


Figura 9.5. Instabilitate datorată acumulării de electroni: a — eşantion; b — acumulare iniţială de electroni; c — cîmpul electric; d — variaţia tensiunii cu distanţa pentru diferite momente.

valori se fixează în E_1, respectiv E_2 (fig. 9.4), pentru care curenţii din cele două regiuni sînt egali. Avînd în vedere că stratul x_1 se deplasează de la catod spre anod, în dispozitiv se formează o undă de sarcină spaţială. Variaţia tensiunii cu distanţa pentru diferite momente ale deplasării stratului este arătată în figura 9.5, d.

O altă formă de instabilitate a sarcinii spaţiale este arătată în figura 9.6. Considerăm că în apropierea catodului se formează două straturi de acumulare: unul negativ, altul pozitiv, separate printr-o distanţă foarte mică d_0 (fig. 9.6, a, b); aceste două straturi formează un dipol electric, în interiorul căruia cîmpul electric are valori mai mari decît în restul eşantionului (fig. 9.6, c). Datorită mobilităţii diferenţiale negative, acumularea de sarcină în cele două straturi creşte pînă cînd valorile cîmpului ies din porţiunea de RDNV: cîmpul din interiorul dipolului ajunge la E_2, iar cel din restul eşantionului, la E_1; dipolul ajunge la o configuraţie stabilă, iar porţiunea de cîmp înalt din interiorul său poartă numele de *domeniu*. Atît pe durata formării cît şi după atingerea configuraţiei stabile domeniul se deplasează spre anod unde dispare; urmează formarea altui domeniu care se propagă spre anod, procesul repetîndu-se periodic (formarea domeniului începe lîngă catode, unde există neuniformităţi importante de concentraţie şi alte perturbaţii ale sarcinii spaţiale). Pe durata

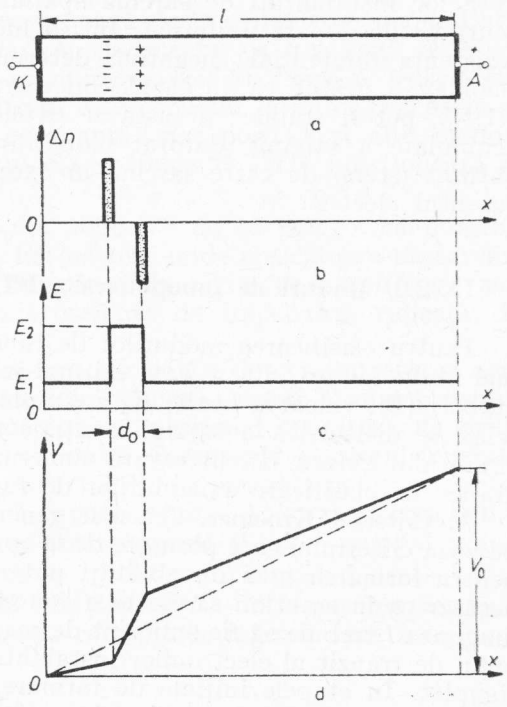


Figura 9.6. Instabilitatea datorată formării unui strat dublu (dipol) de acumulare: a — eşantion; b — formarea dipolului iniţial; c — domenii de cîmp înalt; d — variaţia tensiunii.

formării şi propagării domeniului are loc scăderea curentului prin eşantion, iar în momentul dispariţiei la anod curentul creşte brusc, atingînd o valoare maximă. Variaţia tensiunii cu distanţa este arătată în figura 9.6, d.

Lărgimea d_0 a domeniului poate fi aproximată astfel: înainte de formarea domeniului, tensiunea aplicată scade uniform pe distanţa l; astfel $V_0 = lE_0$; după formare, tensiunea V_0 este suma căderilor de tensiune din interiorul domeniului şi din afara sa

$$lE_0 = d_0E_2 + (l - d_0)E_1, \tag{9.10}$$

de unde

$$d_0 = \frac{E_0 - E_1}{E_2 - E_0}\, l. \tag{9.11}$$

Configuraţia cea mai stabilă de domenii se obţine atunci cînd curentul prin eşantion este minim, adică (fig. 9.4) E_1 şi E_2 iau valorile E_{1m}, respectiv E_{2m}.

În cadrul consideraţiilor fizice generale asupra DTE trebuie subliniat încă un aspect important: existenţa mobilităţii diferenţiale negative constituie o condiţie necesară, dar nu şi suficientă pentru a

avea loc instabilităţi de sarcină spaţială în semiconductori cu concentraţii de dopare uniforme. Într-o lucrare din 1954, referitoare la rezistenţa diferenţială negativă determinată de timpul de tranzit, Shokley a arătat că, în cazul concentraţiilor mici, dispozitivele cu RDNV pot fi stabile; aceasta se explică prin faptul că efectul de acumulare a sarcinii, datorat mobilităţii diferenţiale negative, este obturat (şters) de către sarcina în exces a electronilor ce formează curentul electric.

IX.2.2. **Moduri de funcţionare a DTE**

Pentru clasificarea modurilor de funcţionare a DTE se utilizează mai mulţi factori, dintre care cei mai importanţi sînt $n_0 l$, parametrii curbei $\bar{v}(E)$, valoarea medie E_0 a cîmpului, raportul dintre timpul de relaxare dielectrică a sarcinii spaţiale şi timpul de tranzit, natura circuitului extern. În literatură sînt cunoscute mai multe criterii şi grafice de clasificare a modurilor de funcţionare a DTE.

A. Criteriul Kroemer. Cea mai generală clasificare se efectuează pe baza criteriului care porneşte de la considerentele fizice următoare: pentru formarea unei instabilităţi puternice de sarcină spaţială este necesar ca în eşantion să existe o concentraţie mare de electroni, iar lungimea l trebuie să fie suficient de mare, astfel încît pe durata timpului de tranzit al electronilor instabilitatea respectivă să se formeze complet. În etapele iniţiale de formare, rata de creştere în timp a sarcinii în straturile respective (negativ sau pozitiv) este

$$Q(x, t) = Q(x - vt, 0)\ \exp(t/\tau_D), \tag{9.12}$$

unde

$$\tau_D = \frac{\varepsilon_s}{\sigma} = \frac{\varepsilon_s}{qn_0|\mu_d|} \tag{9.13}$$

reprezintă valoarea absolută a timpului (negativ) de relaxare dielectrică; μ_d este mobilitatea diferenţială negativă; ε_s este permitivitatea electrică a semiconductorului. Presupunînd că expresia (9.12) rămîne valabilă pe întreg timpul de tranzit al straturilor de sarcină spaţială, creşterea maximă a sarcinii $Q(x, t)$ are loc cînd $t = \tau_{tr} = l/v$, adică atunci cînd exponenţiala devine $\exp(l/v\tau_D)$. Pentru a obţine o creştere importantă, este necesar ca factorul de creştere (exponentul) să fie mai mare decît unitatea, adică trebuie să fie satisfăcută condiţia

$$n_0 l > \varepsilon_s v/q|\mu_d|. \tag{9.14}$$

În cazul GaAs de tip N, avem $\varepsilon_s v/q|\mu_d| \simeq 10^{12}\text{cm}^{-2}$; prin urmare, valoarea produsului $n_0 l$ constituie o condiţie limită importantă pentru clasificarea regiunilor de funcţionare a DTE din GaAs tip N.

(1) În dispozitivele cu $n_0 l > 10^{12}\text{cm}^{-2}$, se pot forma complet domenii de cîmp înalt, care se propagă de la catod spre anod. Dacă dispozitivul este adecvat polarizat şi conectat la o sarcină rezistivă pură, modul de funcţionare se numeşte *mod cu timp de tranzit* sau *mod Gunn pur;* dacă dispozitivul este conectat la un circuit oscilant (sau montat într-o cavitate rezonantă) sînt posibile şi alte moduri de oscilaţie (evident, în cazul $n_0 l > 10^{12}\text{cm}^{-2}$ DTE funcţionează în regim de oscilaţie).

(2) În dispozitivele cu $n_0 l < 10^{12}\text{cm}^{-2}$ nu se pot forma domenii de cîmp înalt, în schimb pot lua naştere unde crescătoare de sarcină spaţială; dispozitivul poate funcţiona în *regim de amplificare stabilă* sau, conectînd un circuit oscilant de impedanţă ridicată, în regim de oscilaţie.

(3) În dispozitivele care au neuniformităţi de concentraţie şi acumulări iniţiale de sarcină foarte mici, cîmpul electric rămîne constant pe întreaga lungime. Curentul este proporţional cu viteza de drift, corespunzătoare valorii date a cîmpului. Caracteristica curent-tensiune are forma caracteristicii $\bar{v}(E)$; astfel DTE va prezenta pentru circuitul extern o rezistenţă diferenţială negativă pură. Acest mod este numit în literatură *mod cu sarcină spaţială limitată* (LSA — limited space-charge accumulation).

B. Diagrama modurilor de funcţionare $fl - n_0 l$ este reprezentată în figura 9.7; porţiunea haşurată corespunde regiunii inactive. Para-

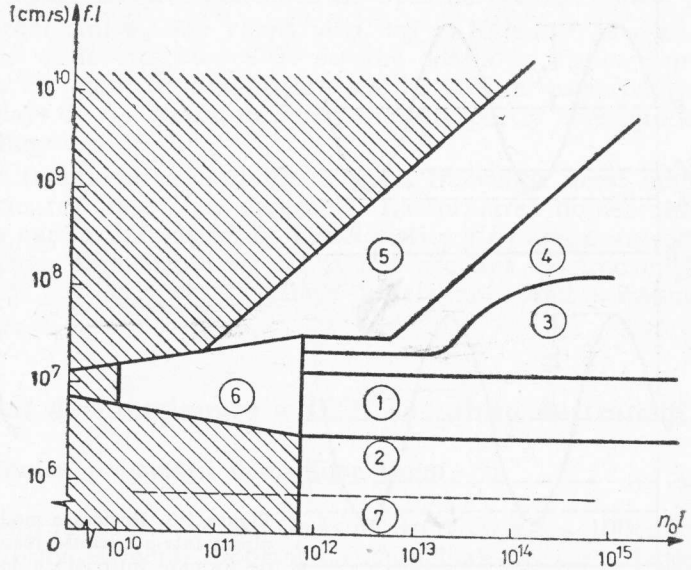


Figura 9.7. Diagrama modurilor de funcţionare a DTE de tipul $fl - n_0 l$.

metrul fl caracterizează raportul dintre frecvența de oscilație și frecvența de tranzit, $f_{tr} = v/l$.

(1) Regiunea 1 pe diagramă corespunde modului de tranzit al domeniilor (modul Gunn pur); realizarea acestui mod necesită $n_0 l > 10^{12}\text{cm}^{-2}$, iar frecvența de funcționare trebuie să fie apropiată de frecvența de tranzit (avînd în vedere că în GaAs viteza de saturație a electronilor este $v \simeq 10^7$ cm, avem $fl = 10^7$ cm/s). Acest mod poate fi realizat atunci cînd sarcina este pur rezistivă; dispozitivul funcționează în regim de oscilație, producînd impulsuri de curent cu frecvența $f \simeq f_{tr}$. În utilizările curente în microunde, dispozitivul este plasat într-o cavitate rezonantă; astfel peste cîmpul continuu de polarizare, E_0, se suprapune componenta de r.f.; dacă amplitudinea componentei de r.f. este mică în comparație cu diferența $E_0 - E_T$, atunci componenta alternativă nu modifică forma oscilațiilor de curent și în circuit vor exista oscilații Gunn pure.

(2) Dacă amplitudinea componentei de r.f. este cuprinsă în intervalul de valori $E_0 - E_T < E_x < E_0 - E_a$ (fig. 9.8, a), unde E_a reprezintă cîmpul de suprimare a domeniului, are loc o întîrziere a formării domeniului; acest mod corespunde regiunii 2 pe diagramă. Un domeniu format se propagă pînă la anod, unde dispare; însă în acest moment cîmpul în dispozitiv este mai mic decît E_T și nu poate începe formarea unui domeniu. Formarea unui nou domeniu poate

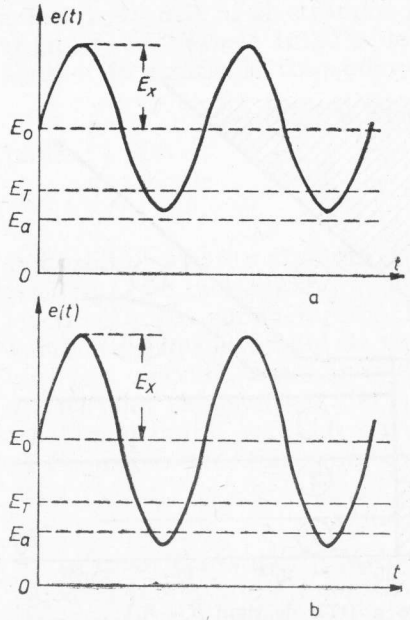


Figura 9.8. Ilustrarea modurilor cînd DTE este plasat într-o cavitate rezonantă: a — regim de formare întîrziată a domeniilor; b — regim de suprimare a domeniilor.

începe după ce cîmpul rezultant devine $E > E_T$, astfel DTE funcționează în *regim de formare întîrziată a domeniilor* (delayed domain mode).

(3) Dacă amplitudinea componentei alternative devine $E_x > E_0 - E_a$ (fig. 9.8, b), un domeniu total format este distrus înainte de a ajunge la anod, în momentul cînd cîmpul rezultant devine mai mic decît E_a. Dispozitivul funcționează în *regim de suprimare (distrugere) a domeniilor* (quenched domain mode), corespunzător regiunii 3 pe diagramă.

(4) Pînă acum s-a presupus că timpul de formare a domeniului este mic în comparație cu perioada oscilației; dacă însă perioada oscilațiilor este comparabilă cu durata de formare a domeniului și este satisfăcută condiția $E_x > E_0 - E_a$ avem *modul hibrid*, corespunzător regiunii 4 pe diagramă. Spre deosebire de modul cu suprimare a domeniilor, în cazul modului hibrid suprimarea domeniilor are loc înainte de a se forma total.

(5) Modul de funcționare LSA corespunzător regiunii 5 pe diagramă are două particularități: amplitudinea cîmpului de r.f. este suficient de mare pentru a împiedica formarea domeniului în semiperioada negativă; formarea domeniului în semiperioada pozitivă este împiedicată prin creșterea frecvenței, astfel încît perioada oscilațiilor să devină mai mică decît timpul de relaxare dielectrică (negativ), τ_D. Acest mod este mărginit de liniile $n_0/f = 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{cm}^{-3}\text{s}$; frecvența de oscilație este independentă de tipul de tranzit.

(6) Dacă parametrul $n_0 l$ are valori mici, $n_0 l < 10^{12}\text{cm}^{-2}$, în eșantion se formează unde crescătoare de sarcină spațială; dispozitivul poate funcționa în regim de amplificare stabilă sau de oscilație pe frecvențe apropiate de f_{tr}. Modul de funcționare respectiv corespunde regiunii 6 pe diagramă.

(7) DTE pot funcționa ca oscilator de joasă frecvență, acest mod fiind marcat prin regiunea 7 pe diagramă. La formarea domeniului are loc scăderea curentului; astfel în caracteristica $j(E)$ apare un salt negativ; conectînd dispozitivul la un circuit oscilant de frecvență $f_0 < f_{tr}$, în circuit pot lua naștere oscilații de relaxare avînd perioada egală cu $1/f_0$ ($f_0 < f_{tr}$).

IX.3. Modul de funcționare a DTE cu „timp de tranzit"

IX.3.1. Dinamica propagării domeniilor Gunn

Ne referim întîi la eșantioane din GaAs de tip N cu $n_0 l > 10^{12}\text{cm}^{-2}$ în care se pot forma domenii dipolare de cîmp înalt; o perturbație inițială de sarcină spațială crește exponențial în spațiu și timp per-

mițînd formarea completă a unui domeniu stabil, care se propagă spre anod. Formarea unui domeniu este însoțită de scăderea curentului prin dispozitiv; cînd domeniul ajunge la anod și dispare, are loc o creștere bruscă a curentului din circuit. Ca urmare a formării repetate a domeniilor, curentul va prezenta o componentă variabilă, suprapusă peste componenta continuă, sub forma unor impulsuri scurte avînd perioada aproximativ egală cu timpul de tranzit al domeniilor. Aceste variații ale curentului au fost observate de Gunn în 1963.

Procesele de propagare a domeniilor Gunn pot fi studiate cu ajutorul ecuațiilor care descriu comportarea sistemului de electroni și a cîmpului din dispozitiv. Aceste ecuații sînt: ecuația curentului total și ecuația Poisson

$$j(x, t) = qn\bar{v}(E) - q\frac{\partial[nD(E)]}{\partial x} + \varepsilon_s\frac{\partial E}{\partial t}, \tag{9.15}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = q(n - n_0)/\varepsilon_s, \tag{9.16}$$

unde: $D(E)$ este constanta de difuzie, $n_0 = N_D$, iar n reprezintă o concentrație instantanee a electronilor. Se presupune că funcțiile $\bar{v}(E)$ și $D(E)$ sînt cunoscute, sau pot fi determinate pe cale experimentală. Soluțiile acestor ecuații descriu un domeniu stabil de cîmp înalt, care se propagă de la catod spre anod cu viteza v_d. Domeniul este asociat cu formarea unui strat de acumulare relativ îngust, unde $n > n_0$ și un strat sărăcit, mult mai larg, unde $n < n_0$ (fig. 9.9, a); lărgimea domeniului poate fi considerată aproximativ egală cu lărgimea stratului sărăcit (fig. 9.9, b). În afara domeniului concentrația electronilor și cîmpul electric rămîn constante, avînd valorile n_0 și E_n, iar curentul este $j = qn_0v_n$ unde $v_n = v(E_n)$.

Presupunînd un sistem de coordonate care se deplasează cu viteza neuniformității de sarcină spațială, atunci pentru abscisa x_1 se poate scrie

$$x_1 = x - v_dt; \tag{9.17}$$

în acest caz, n și E vor fi funcții numai de x_1, iar neuniformitățile de sarcină și cîmp rămîn „înghețate" în timp. Ținînd cont de egalitățile:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial E}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial(nD)}{\partial x} = \frac{\partial(nD)}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -v_d\frac{\partial E}{\partial x_1}, \tag{9.18}$$

ecuațiile (9.15), (9.16) capătă forma

$$\frac{\mathrm{d}[nD(E)]}{\mathrm{d}x_1} = n[\bar{v}(E) - v_d] - n_0[v_n - v_d], \tag{9.19}$$

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x_1} = q(n - n_0)/\varepsilon_s. \tag{9.20}$$

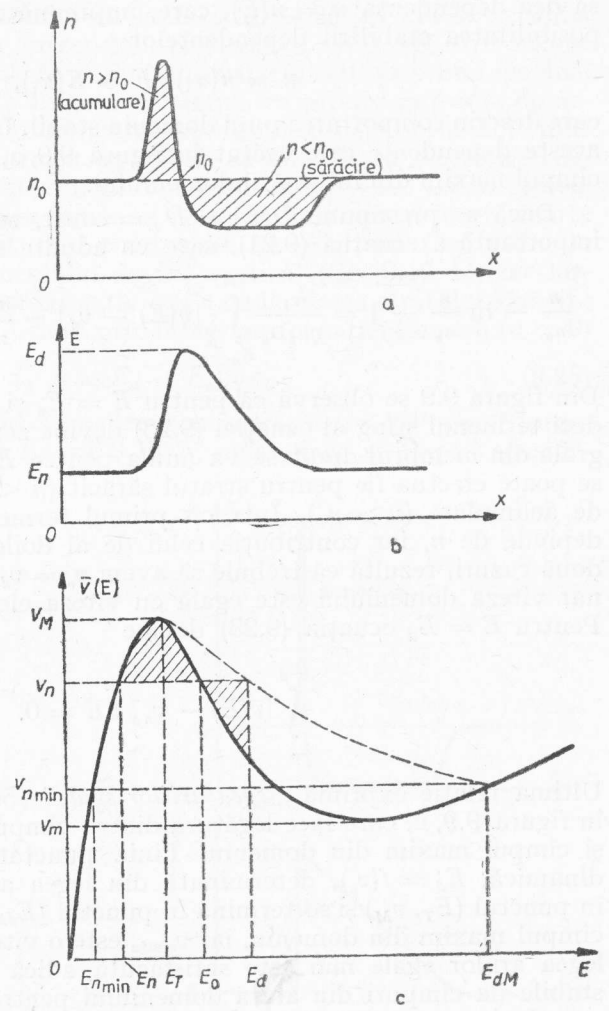


Figura 9.9. Modul de funcționare a DTE cu timp de tranzit: a — forma dipolului de sarcină spațială; b — domeniu de cîmp înalt; c — legea ariilor egale.

Eliminînd variabila x_1 din ultimele două ecuații se obține

$$q\frac{(n - n_0)}{\varepsilon_s}\frac{\mathrm{d}[nD(E)]}{\mathrm{d}E} = n[\bar{v}(E) - v_d] - n_0(v_n - v_d), \tag{9.21}$$

care este ecuația de bază pentru descrierea fenomenologică a comportării domeniilor stabile. Sub formă generală ultima ecuație poate fi rezolvată prin metode numerice; în principiu, soluția ei trebuie

să dea dependența $n = n(E)$, care, împreună cu ecuația (9.20), oferă posibilitatea stabilirii dependențelor

$$n = n(x_1), \quad E = E(x_1), \tag{9.22}$$

care descriu comportarea unui domeniu stabil. Un exemplu tipic pentru aceste dependențe este arătat în figura 9.9, a, b, unde E_d reprezintă cîmpul maxim din interiorul domeniului.

Dacă se presupune $D(E) = D_0 = \text{const}$, se obține o simplificare importantă a ecuației (9.21), care va admite soluția

$$\frac{n}{n_0} - \ln \frac{n}{n_0} - 1 = \frac{\varepsilon_s}{qn_0D_0} \int_{E_n}^{E} \left\{ [\bar{v}(E) - v_d] - \frac{n_0}{n} (v_n - v_d) \right\} dE. \tag{9.23}$$

Din figura 9.9 se observă că pentru $E = E_n$ și $E = E_d$ avem $n = n_0$, deci termenul stîng al ecuației (9.23) devine zero ; prin urmare, integrala din membrul drept se va anula pentru $E = E_d$. Dar integrarea se poate efectua fie pentru stratul sărăcit ($n < n_0$), fie pentru stratul de acumulare ($n > n_0$). Întrucît primul termen de sub integrală nu depinde de n, iar contribuția celui de al doilea este diferită în cele două cazuri, rezultă că trebuie să avem $v_n = v_d$, adică în regim staționar viteza domeniului este egală cu viteza electronilor din afara sa. Pentru $E = E_d$ ecuația (9.23) devine

$$\int_{E_n}^{E_d} [\bar{v}(E) - v_n] \, dE = 0. \tag{9.24}$$

Ultima relație exprimă *„legea ariilor egale"* [56], reprezentată grafic în figura 9.9, c, care face legătura dintre cîmpul din afara domeniului și cîmpul maxim din domeniu. Linia punctată este o caracteristică dinamică, $E_d = f(v_n)$, determinată din legea ariilor egale ; ea începe în punctul (E_T, v_M) și se termină în punctul $(E_{dM}, v_{n\,\min})$, unde E_{dM} este cîmpul maxim din domeniu, iar $v_{n\,\min}$ este o viteză minimă pentru care legea ariilor egale mai este satisfăcută, adică se pot forma domenii stabile (la cîmpuri din afara domeniului pentru care $v(E_n) < v_{n\,\min}$ în eșantion nu se pot forma domenii stabile).

IX.3.2. Forma domeniilor

Forma domeniilor depinde de concentrație, cîmpul aplicat și forma curbei $\bar{v}(E)$ (se presupun eșantioane paralelipipedice, unde lungimea l este mult mai mare decît lățimea a și grosimea h). Caracterul curbei $\bar{v}(E)$ la cîmpuri foarte mari, $E > 20$ kV/cm, încă nu este definitiv stabilit experimental, fiind posibile două cazuri: (1) se presupune că

la $E > 20 - 30$ kV/cm viteza de drift nu mai depinde de cîmp (ajunge la saturație) și (2) se admite că la $E > 20 - 30$ kV/cm se termină porțiunea de mobilitate diferențială negativă și viteza de drift începe să crească lent cu cîmpul. Neglijînd difuzia și admițînd prima ipoteză, în [57] se expun cîteva considerente simple cu privire la forma domeniului. Prin neglijarea difuziei, termenul drept al ecuației (9.23) tinde la ∞ ; rezultă că și membrul stîng trebuie să tindă la ∞ ; această situație poate avea loc dacă stratul de acumulare $n/n_0 \to \infty$, iar în stratul sărăcit $n/n_0 \to 0$. Grosimea stratului de acumulare poate deveni foarte mică, iar stratul sărăcit este total golit de electroni (fig. 9.10, a) ; peretele anterior al domeniului devine vertical (fig. 9.10, b), iar lărgimea domeniului este aproximativ egală cu lărgimea stratului sărăcit ; această lărgime poate fi dedusă prin integrarea ecuației Poisson ($n \simeq 0$)

$$d_0 \simeq \varepsilon_s(E_d - E_n)/qn_0. \tag{9.25}$$

S-a constatat ulterior că pentru concentrații $n_0 < 10^{15}$ cm^{-3} forma domeniului este cea din figura 9.10, b, chiar dacă se iau în conside-

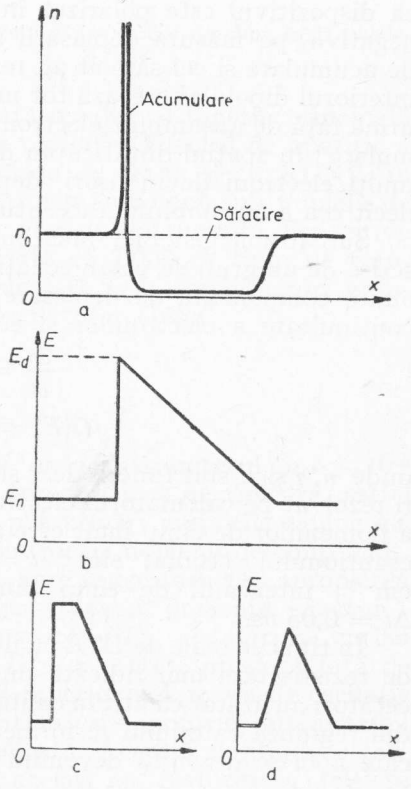


Figura 9.10. Forme de domenii : a — forma sarcinii spațiale ; b — domenii triunghiulare ; c — domenii trapezoidale ; d — domenii triunghiulare cînd lărgimile stratului de acumulare sînt comparabile cu cea a stratului sărăcit.

rație și procesele de difuzie. Dacă se acceptă ipoteza că la cîmpuri intense viteza crește lent, domeniul poate avea o formă trapezoidală (fig. 9.10, c). La concentrații foarte mari, $n > 10^{15}$ cm^{-3}, lărgimea stratului de acumulare poate deveni comparabilă cu cea a stratului sărăcit, iar domeniul capătă forma din figura 9.10, d.

Nucleonarea și creșterea domeniului constituie procese fizice foarte complicate. Presupunem că pe o distanță foarte mică, $x_0 \simeq 1$ μm, din apropierea catodului concentrația de dopare este puțin mai mică decît în restul probei; pe distanța x_0 cîmpul este puțin mai mare decît în restul dispozitivului; astfel în regiunea x_0 vor fi mai mulți electroni ușori (de masă efectivă m_2^* corespunzătoare minimului satelit), iar în restul probei vor fi mai mulți electroni ușori (de masă efectivă m_1^* corespunzătoare minimului fundamental). Electronii grei, avînd viteze mai mici, au tendința de a forma un strat de acumulare; la limita din dreapta a stratului de acumulare se va forma un strat sărăcit ca urmare a faptului că electronii ușori au viteze puțin mai mari. Între cele două straturi, care formează un dipol, cîmpul electric are o valoare puțin mai mare decît în restul probei. Datorită faptului că dispozitivul este polarizat în porțiunea de mobilitate diferențială negativă, pe măsura deplasării acestei perturbații spre anod, stratul de acumulare și cel sărăcit au tendința de creștere: cîmpul intens din interiorul dipolului creează tot mai mulți electroni grei, care rămîn în urmă față de ansamblul electronilor, accentuînd astfel stratul de acumulare; în spațiul din dreapta dipolului cîmpul este mai mic, tot mai mulți electroni devin ușori, deplasîndu-se cu viteze puțin mai mari decît cea a ansamblului, accentuînd stratul sărăcit.

Sub formă generală nucleonarea și creșterea domeniilor sînt descrise de un grup de patru ecuații: pe lîngă ecuațiile (9.15) (în care se omite componenta de deplasare) și (9.16) se mai adaugă ecuația de continuitate a electronilor și ecuația lui Einstein

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial j}{q\partial x}, \tag{9.26}$$

$$qD(E) = kT(E)\,\mu(E), \tag{9.27}$$

unde n, j și E sînt funcții de x și t. Acest sistem de patru ecuații poate fi rezolvat pe calculatorul electronic; un exemplu de evoluție în timp a domeniilor de cîmp înalt este arătat în figura 9.11 [49]. Parametrii eșantionului studiat sînt: $l = 0{,}02$ cm, $E_0 = 4$ kV/cm, $n_0 = 10^{15}$ cm^{-3}; intervalul de timp dintre două configurații succesive este $\Delta t = 0{,}05$ ns.

În tipurile reale de DTE cu domenii Gunn nu este necesară regiunea de rezistivitate mai ridicată lîngă catod. Gunn, Kroemer și alți cercetători au arătat că atît la contactul ohmic pur cît și la interfața N^+N din regiunea catodului se formează neuniformități de sarcină spațială care apoi se dezvoltă devenind domenii stabile.

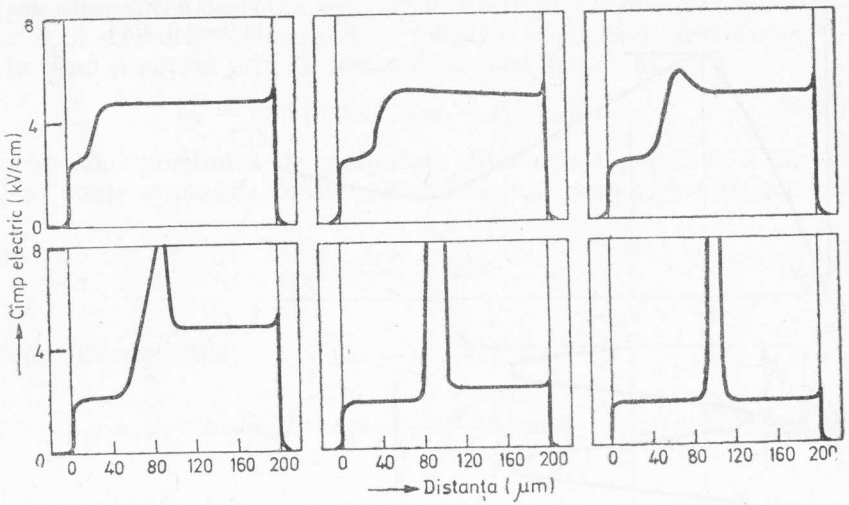


Figura 9.11. Etape de formare și evoluție în timp a domeniilor de cîmp înalt (modelare pe calculator).

Din cele expuse în paragraful de față rezultă că funcția principală a DTE cu timp de tranzit este cea de oscilație. Efectul de apariție a oscilațiilor de microunde într-un eșantion de GaAs și cu RDNV, în care se propagă domenii de cîmp înalt, este cunoscut sub numele de *efect Gunn;* astfel de DTE cu timp de tranzit sînt numite dispozitive (diode) Gunn. Trebuie subliniat totodată că DTE cu timp de tranzit pot funcționa și în regim de amplificare: (1) amplificatori parametrici și (2) regim de sincronizare a oscilațiilor Gunn.

IX.4. Modul LSA al DTE

Se consideră un DTE cu RDNV avînd parametrul $n_0 l > 10^{12}$ cm^{-2}; dacă frecvența de funcționare este suficient de ridicată, astfel încît variațiile de sarcină spațială nu pot urmări variațiile rapide ale cîmpului electric, în dispozitiv nu se pot forma domenii de cîmp înalt. Acumulările inițiale de sarcină spațială, care se pot forma în apropierea catodului, nu au timpul necesar pentru a deveni domeniu „matur". În acest caz, caracteristica volt-amperică, $j(E)$, are forma curbei statice $\bar{v}(E)$; prin urmare, la cîmpuri $E > E_T$, DTE prezintă față de circuitul extern o RDNV pură, putînd funcționa în regim de oscilație și amplificare. Cîmpul electric în eșantion este uniform, intensitatea sa fiind proporțională cu tensiunea aplicată. Această posibilitate este expusă de Kroemer [58] în 1965; în același an, în lucrarea [59] se

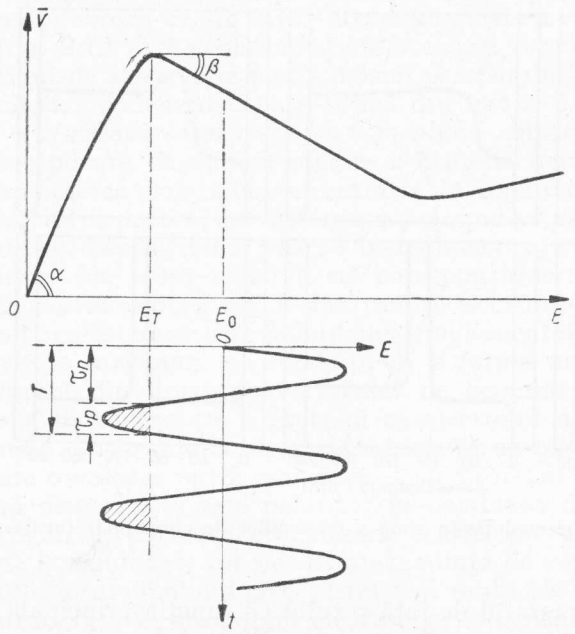


Figura 9.12. Funcționarea DTE în modul LSA.

anunță obținerea unui nou tip de oscilații în DTE, a căror frecvență este mult mai mare decît f_{tr} și este determinată de elementele circuitului extern; spre deosebire de modul cu timp de tranzit (Gunn) în modul LSA frecvența oscilațiilor crește cu lungimea dispozitivului.

Studiul detaliat al modului LSA este efectuat de către Copeland [60, 61] prin modelare pe calculator și verificări experimentale; acest mod de funcționare a permis obținerea celor mai bune performanțe (frecvențe, putere, randament) pentru DTE cu RDNV; astfel se explică numărul mare de lucrări dedicat modului LSA (vezi lucrările de sinteză [1, 2, 5, 13, 16]).

Principiul de funcționare al modului LSA poate fi explicat cu ajutorul figurii 9.12. Dispozitivul este plasat într-o cavitate rezonantă, astfel încît peste componenta continuă a cîmpului E_0 se suprapune o componentă de r.f., de amplitudine E_z: (1) în intervalul τ_n, unde cîmpul rezultant este mai mare decît E_T, are loc creșterea sarcinii spațiale, care poate duce în final la formarea unui domeniu; (2) în intervalul τ_p, unde cîmpul electric rezultant este mai mic decît E_T, DTE prezintă o rezistență diferențială pozitivă și nu se pot forma acumulări de sarcină; mai mult, are loc absorbția sarcinii spațiale (distrugerea domeniului) care se formează în intervalul τ_n.

În intervalul τ_n domeniul nu va reuși să se formeze complet, dacă perioada oscilațiilor este mai mică decît timpul de relaxare dielectrică,

τ_{DN}, corespunzător porțiunii de RDNV. Presupunem într-o primă aproximație că straturile de acumulare (negativ și pozitiv) cresc exponențial în timp și notăm prin G_n factorul de creștere

$$G_n = \exp(t/\tau_{DN}),\quad \tau_{DN} = \varepsilon_s/qn_0|\mu_{d1}|; \tag{9.28}$$

în cazul cînd porțiunea de mobilitate diferențială negativă a curbei $\bar{v}(E)$ se poate aproxima printr-o dreaptă, $|\mu_{d1}| = \operatorname{tg}\beta$, iar în general

$$\mu_{d1} = \frac{1}{\tau_n}\int_0^{\tau_n}\mu\,dt. \tag{9.29}$$

Introducînd notațiile

$$h = n_0/f,\quad h_n = \left[-\frac{q}{\varepsilon_s T}\int_0^{\tau_n}\mu\,dt\right]^{-1}, \tag{9.30}$$

factorul de creștere capătă expresia

$$G_n = \exp(h/h_n). \tag{9.31}$$

În intervalul $\tau_p = T - \tau_n$ are loc absorbția (descreșterea) stratului de acumulare cu factorul de descreștere

$$G_p = \exp(-h/h_p),\quad h_p = \left[-\frac{q}{\varepsilon_s T}\int_{\tau_n}^{T}\mu\,dt\right]^{-1}, \tag{9.32}$$

unde μ corespunde porțiunii de rezistență diferențială pozitivă ($\mu_{d2} \simeq$ $\simeq \operatorname{tg}\alpha$). Factorul global de creștere a sarcinii spațiale pe o perioadă întreagă este $G_T = G_n G_p$, și trebuie să fie mai mic decît unitatea pentru a preveni creșterea progresivă a sarcinii spațiale pe durata mai multor perioade. Această condiție este satisfăcută cînd

$$h/h_n - h/h_p < 0,\quad h_p < h_n. \tag{9.33}$$

Fixarea limitelor admise pentru $h = n_0/f$ se face din următoarele considerente: (1) Presupunînd timpul de formare a domeniilor τ_d aproximativ egal cu timpul de relaxare dielectrică, τ_{DN}, atunci condiția $T < \tau_d$ definește limita superioară a raportului n_0/f; luînd $T \leqslant$ $\leqslant (2-3)\,\tau_d$, pentru GaAs se obține $n_0/f \gtrsim (2-3)\,\varepsilon_s/q\,|\mu_{d1}| =$ $= 2\cdot 10^5\,\mathrm{cm^{-3}s}$. (2) În intervalul de absorbție a sarcinii spațiale timpul de relaxare dielectrică (pozitiv) τ_{DP} trebuie să fie mai mic decît perioada oscilațiilor, $T < \tau_{DP} = \varepsilon_s/qn_0|\mu_{d2}|$, de unde, pentru GaAs avem $n_0/f > 2\cdot 10^4\,\mathrm{cm^{-3}s}$.

IX.5. Scheme echivalente și parametrii DTE ca elemente de circuit

IX.5.1. Ecuații generale

Dezvoltarea unei teorii generale (de semnal mic și de semnal mare) a DTE ca elemente de circuit, care să înglobeze toate modurile de funcționare, constituie o sarcină extrem de grea. Scopul teoriei generale este de a stabili ecuațiile ce guvernează funcționarea DTE în regim de amplificare, oscilație sau ca elemente funcționale ; trebuie determinate : admitanța dispozitivului și caracterul interacțiunii cu circuitul extern, cîștigul, frecvența, randamentul, factorul de zgomot. În acest paragraf sînt expuse succint ecuațiile generale și unele aspecte mai importante ale rezolvării lor ; expunerea se bazează pe lucrările [49, 61, 62 — 64].

Ecuațiile de bază, în cazul unidimensional, sînt [62]

$$J_{1,2} = q\mu_{1,2} n_{1,2} E - q\partial[n_{1,2} D_{1,2}]/\partial x, \tag{9.34}$$

$$\partial E/\partial x = q(n_{1,2} - n_0)/\varepsilon_s, \tag{9.35}$$

$$\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial J_{1,2}}{\partial x} + \frac{\partial n_{1,2}}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial t}, \tag{9.36}$$

unde (9.36) reprezintă ecuația de continuitate a electronilor ; indicii 1,2 se referă la minimul fundamental și cel satelit. Termenul $(\partial n_{1,2}/\partial E)/(\partial E/\partial t)$ determină viteza de transfer a electronilor din minimul fundamental în cel satelit și viceversa. Considerînd că timpul de relaxare (împrăștiere) interminime este suficient de mic, se poate admite că concentrațiile electronilor în cele două minime urmăresc instantaneu variațiile cîmpului și nu depind de coordonate. Fiind dat că concentrația totală în cele două minime este invariantă, avem $\partial n_1/\partial E = -\partial n_2/\partial E$; astfel dependența de cîmp a transferului de electroni între cele două minime poate fi caracterizată prin parametrul

$$\gamma = \frac{E}{n_0}\frac{\partial n_1}{\partial E} = -\frac{E}{n_0}\frac{\partial n_2}{\partial E}. \tag{9.37}$$

Analiza de semnal mic a sistemului (9.34) — (9.36) poate fi efectuată considerînd că toate mărimile au o componentă staționară și una variabilă în timp

$$\varphi(x, t) = \varphi_0 + \tilde{\varphi}(x)\, e^{j\omega t}, \text{ cu } \tilde{\varphi} \ll \varphi_0. \tag{9.38}$$

Neglijînd termenii de ordin superior, pentru componentele alternative de semnal mic, sistemul (9.34) — (9.36) devine

$$\tilde{J}_{1,2} = q\mu_{1,2} E_0 \tilde{n}_{1,2} + q\mu_{1,2} n_{10,20} \tilde{E} - qD_{1,2}\frac{\partial \tilde{n}_{1,2}}{\partial x} - qn_{10,20}\frac{\partial D_{1,2}}{\partial \tilde{E}}\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x}, \tag{9.39}$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_s}(\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2), \tag{9.40}$$

$$j\omega\tilde{n}_{1,2} = -\frac{1}{q}\frac{\partial \tilde{J}_{1,2}}{\partial x} \pm \frac{n_{10}}{E_0}\gamma j\omega\tilde{E}. \tag{9.41}$$

Dacă ținem seama de faptul că în GaAs $\mu_2 \ll \mu_1$ și $D_2 \ll D_1$, se poate aproxima $\tilde{J}_1 = 0$, $\tilde{n}_2 = -(n_{10}/E_0)\gamma\tilde{E}$; în aceste condiții ecuația (9.40) devine

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_s}\left(\tilde{n}_1 - \frac{n_{10}}{E_0}\gamma\tilde{E}\right). \tag{9.42}$$

Prin rezolvarea sistemului (9.39), (9.41), (9.42) se găsesc componentele alternative de semnal mic : densitatea curentului de convecție $\tilde{J}(\omega)$ și intensitatea cîmpului $\tilde{E}(x, \omega)$. Admitanța dispozitivului este definită prin relația [62]

$$\underline{Y} = \frac{A\tilde{J}_{\text{tot}}(\omega)}{\int_0^b E(x,\omega)\,\mathrm{d}x} = G + jB, \tag{9.43}$$

unde A este aria transversală a dispozitivului, iar $\tilde{J}_{\text{tot}}(\omega)$ este densitatea curentului total (inclusiv componenta de deplasare $\varepsilon_s\partial\tilde{E}/\partial t$). Hakki [62] a calculat valorile normate ale admitanței (conductanță și susceptanță) în funcție de unghiul de tranzit normat, $\omega l/v_{01}$ ($v_{01} = \mu_1 E_0$ este viteza de drift staționară a electronilor din minimul fundamental) pentru diferite concentrații (produse $n_0 l$) și rate de transfer γ ; valoarea normată a admitanței este $\underline{Y}_0 = \underline{Y}/(\varepsilon_s v_{01} A/l^2)$.

Rezultatele obținute pentru un eșantion cu $n_0 = 3 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$, $l = 40\ \mu\text{m}$, ($n_0 l = 1{,}2 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$), $D = 400\ \text{cm}^2\text{s}^{-1}$ și diferite valori ale lui γ (partea reală) sînt arătate în figura 9.13, a — d. Cît privește utilizările practice, un interes deosebit prezintă variația conductanței : pentru $|\gamma| = 1$, conductanța este tot timpul pozitivă (datorită pierderilor prin difuzie) și dispozitivul nu poate funcționa în regim de amplificare sau oscilație ; pentru $|\gamma| > 1$, conductanța prezintă o serie de porțiuni negative, unde dispozitivul poate funcționa ca amplificator sau oscilator ; diferitele „picuri" negative ale conductanței apar la unghiuri de tranzit care nu se află în strictă dependență armonică.

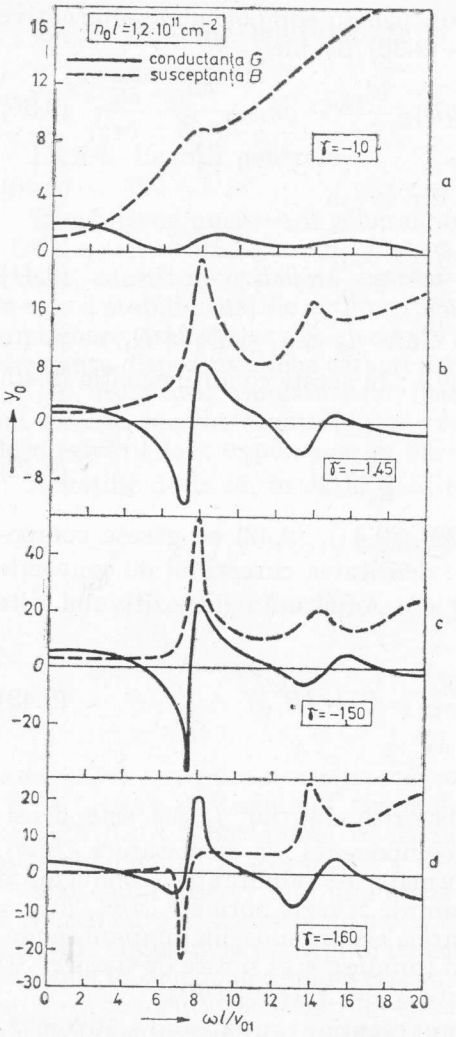


Figura 9.13. Tipuri de variație a conductanței și susceptanței DTE în funcție de parametrul de transfer γ.

Trebuie subliniat că există și alte teorii referitoare la funcționarea DTE ca amplificatori și oscilatori în microunde ; toate însă sînt afectate de diferite ipoteze simplificatoare. Astfel, în teoria lui Hakki, expusă mai sus, se ia în considerație difuzia electronilor, dar se presupune că cîmpul este uniform pe întreaga lungime a eșantionului ; evident, acest lucru poate fi acceptat atîta timp cît $n_0 l < 10^{12}\text{cm}^{-2}$. Rezultă de aici că teoria lui Hakki este aplicabilă în special pentru cazul cînd în DTE avem unde crescătoare de sarcină spațială, adică atunci cînd funcționează în regim de amplificare ($n_0 l = 8 \cdot 10^{10} - 10^{12}\text{cm}^{-2}$).

În cazul cînd parametrul $n_0 l$ are valori mai mari de 10^{12}cm^{-2} cîmpul nu rămîne uniform pe întreaga lungime a dispozitivului ; se formează domenii stabile, care se propagă spre anod. În acest caz comportarea dispozitivului ca element de circuit poate fi descrisă adecvat de teoria Knight-Peterson [63, 64], care pleacă de la două ecuații : ecuația densității curentului total și ecuația Poisson :

$$J(T) = qN(X, T)\bar{V}(E) - qD(E)N_X(X, T) - \chi_0 qN(X, T)D_X(E) + \\ + \varepsilon_s E_T(X, T), \tag{9.44}$$

$$E_X(X, T) = q[N(X, T) - N_0]/\varepsilon_s, \tag{9.45}$$

unde : $\bar{V}(E)$ este viteza de drift medie a electronilor ; $N(X,T)$ este concentrația instantanee, iar N_0 concentrația de echilibru ; $D(E)$ este constanta de difuzie; χ_0 este un coeficient care are valoarea 0, dacă constanta de difuzie este constantă sau $D(E) = 0$, și are valoarea 1 dacă constanta de difuzie este dependentă de cîmp. Toate variabilele sînt notate cu majuscule, iar indicii au semnificația operației de derivare parțială în raport cu mărimea respectivă. Derivăm ecuația (9.45) în raport cu distanța

$$E_{XX}(X, T) = qN_X(X, T)/\varepsilon_s. \tag{9.46}$$

Înlocuind în (9.44) pe $N(X, T)$ și $N_X(X, T)$ cu valorile din (9.45) și (9.46) se obține *ecuația fundamentală* în formă dimensională

$$-D(E)E_{XX}(X, T) - \chi_0 D_E(E)E_X^2(X, T) + [\bar{V}(E) - \chi_0 N_0 D(E)/\varepsilon_s] \times \\ \times E_X(X, T) + E_T(X, T) = [J(T) - N_0\bar{V}(E)]/\varepsilon_s. \tag{9.47}$$

În scopul ușurării analizei, ecuația fundamentală se aduce la o formă normată (adimensională). Normarea se efectuează în raport cu următoarele mărimi : (1) valoarea prag, E_α, a cîmpului corespunzătoare vitezei maxime, v_M ; (2) concentrația de echilibru, N_0 ; (3) timpul de relaxare dielectrică

$$\tau_D = \frac{\varepsilon_s}{qN_0\,\mu(E)} = \frac{\varepsilon_s\, E_\alpha}{qN_0\,\bar{V}(E_\alpha)}; \tag{9.48}$$

(4) *lungimea naturală*, L_τ, egală cu distanța parcursă de electroni în timpul τ_D cu viteza $\bar{V}(E)$; $L_\tau = \bar{V}(E)\tau_D$. Se pot scrie relațiile

$$\left.\begin{aligned} E &= E_\alpha \mathcal{E},\ T = \tau_D t,\ X = L_\tau x,\ \bar{V}(E) = \bar{V}(E_\alpha)v, \\ D &= (L_\tau^2/\tau_D)\,\mathcal{D},\ J(T) = N_0\bar{V}(E_\alpha)\,j(t), \end{aligned}\right\} \tag{9.49}$$

care, introduse în (9.47), dau ecuația fundamentală adimensională

$$-\mathcal{D}(\mathcal{E})\mathcal{E}_{xx}(x, t) - \chi_0\mathcal{D}_{\mathcal{E}}\mathcal{E}_x^2(x, t) + [v(\mathcal{E}) - \chi_0\mathcal{D}_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})]\mathcal{E}_x(x, t) + \\ + \mathcal{E}_t(x, t) = j(t) - v(\mathcal{E}). \tag{9.50}$$

Se observă că (9.50) reprezintă o ecuație cu derivate parțiale neliniară; astfel rezolvarea ei sub formă generală constituie o sarcină dificilă; totodată trebuie subliniat că această ecuație înglobează toate cazurile posibile de funcționare a DTE: rezistență diferențială pozitivă, unde crescătoare de sarcină spațială, formarea și propagarea domeniilor (vezi și [5]).

IX.5.2. Considerente asupra schemelor echivalente și a unor parametri ai DTE

A. Scheme echivalente. În general schema echivalentă a DTE trebuie să includă elementele corespunzătoare porțiunii active cît și elementele parazite corespunzătoare contactelor, terminalelor și capsulei. Elementele corespunzătoare porțiunii active sînt determinate de caracteristicile eșantionului (concentrație, dimensiuni), cîmpul aplicat și interacțiunea cu circuitul extern. Pentru DTE care funcționează cu undă crescătoare de sarcină spațială porțiunea activă constă din conectarea în paralel a conductanței G și a susceptanței B; pentru un eșantion dat, prin varierea frecvenței, G poate lua valori pozitive sau negative; valorile negative maxime survin la frecvența de tranzit și armonicele sale (fig. 9.13), iar B poate avea caracter capacitiv sau inductiv. Schema echivalentă a DTE în acest regim este reprezentată în figura 9.14, a, unde: r_s este rezistența ohmică a contactelor și terminalelor, L_s este conductanța terminalelor, C_p este capacitatea de încapsulare.

Dacă DTE funcționează în „modul cu timp de tranzit" (domenii de cîmp înalt) schema echivalentă corespunzătoare porțiunii active a DTE conține două grupuri de elemente (fig. 9.14, b): (1) grupul R_0C_0, corespunzător porțiunii din afara domeniului, unde cîmpul este mai mic decît valoarea prag; R_0 este o rezistență ohmică de volum, iar C_0 este o capacitate statică ($C_0 \simeq \varepsilon_s A/l$), de valoare relativ mică; (2) grupul r_dC_d corespunzător domeniului de cîmp înalt; evident, r_d

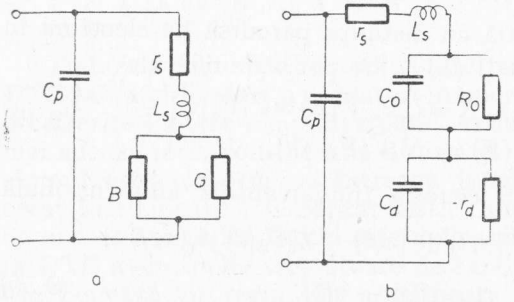


Figura 9.14. Scheme echivalente ale DTE: a — regim cu undă crescătoare de sarcină spațială; b — regim cu timp de tranzit.

este o rezistență diferențială negativă, iar C_d are valori mai mari ($C_d/C_0 \simeq 2l/d_0$). Elementele parazite, r_s, L_s, C_p, au aceeași semnificație ca pentru schema din figura 9.14, a.

B. Parametrii cei mai importanți sînt puterea de ieșire, randamentul și frecvența de funcționare. Pentru DTE cu domenii Gunn frecvența este determinată de către timpul de tranzit, adică de material și dimensiunile dispozitivului. Pentru DTE care funcționează în modurile LSA, hibrid și undă crescătoare de sarcină spațială frecvența este determinată de către circuitul extern și valoarea cîmpului aplicat; însă puterea, randamentul și rezistența diferențială negativă variază în banda de frecvență.

Calculul bilanțului energetic pentru DTE ce funcționează în modul LSA este efectuat în [61], utilizînd „aproximația cu singur electron", care neglijează efectele legate de formarea sarcinii spațiale; de asemenea, în cadrul acestei aproximații puterea și randamentul nu sînt influențate de concentrație.

Puterea de r.f. generată de un singur electron este

$$P_{\sim} = q \frac{E_1}{T} \int_0^T \bar{v} \sin(2\pi t f)\, \mathrm{d}t, \tag{9.51}$$

unde E_1 este amplitudinea cîmpului de r.f.; puterea consumată de la sursa de alimenatare este

$$P_{0s} = q \frac{E_0}{T} \int_0^T \bar{v}\, \mathrm{d}t, \tag{9.52}$$

iar randamentul $\eta = P/P_{0s}$ nu depinde de concentrație.

Rezistența negativă, introdusă de către DTE în cavitate (egală cu rezistența de sarcină), are valoarea

$$R_- = \frac{E_1^2 l}{2n_0 A P_{\sim}}; \tag{9.53}$$

știind că rezistența pozitivă (la cîmpuri mici) a dispozitivului este $R_0 = l/An_0\mu_1 q$, se obține raportul

$$\eta_R = \frac{R_-}{R_0} = q \frac{E_1^2 \mu_1}{2P_{\sim}}, \tag{9.54}$$

care este independent de A, l, n_0.

Produsul dintre puterea totală de r.f., $P_{\mathrm{tot}} = Aln_0P_{\sim}$, și rezistența negativă, R_-, nu depinde de frecvență,

$$M_{PR} = P_{\mathrm{tot}} R_- = (1/2)E_1^2 l^2, \tag{9.55}$$

fapt ce constituie un avantaj esențial al modului LSA față de modul Gunn. Variația randamentului η și a raportului η_R în funcție de cîmpul

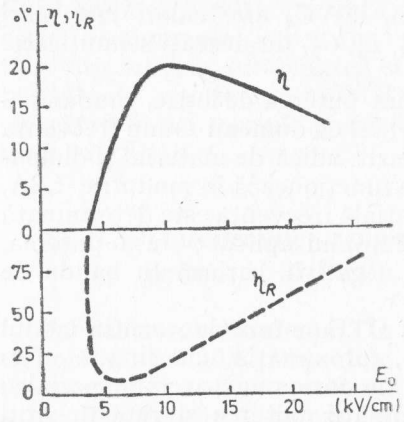


Figura 9.15. Variația randamentului η și a raportului η_R în funcție de cîmpul electric.

aplicat pentru DTE cu GaAs este arătată în figura 9.15 [61]; calculele sînt efectuate pentru o curbă $\bar{v}(E)$ medie; se observă că randamente mari se obțin pentru cîmpuri de polarizare $E_0 = 3 \div 8\,E_R$.

Dacă frecvența de oscilație, impusă de cavitatea rezonantă, devine aproximativ egală cu inversul timpului de formare al domeniilor, atunci pe o porțiune importantă a perioadei se formează domeniul, astfel DTE trece în modul hibrid de funcționare. Spre deosebire de modul LSA, în cazul modului hibrid are loc formare de domenii, dar acestea sînt suprimate înainte de a ajunge la maturitate; modul hibrid este mai puțin influențat de circuitul extern. Calculele arată că în modurile LSA și hibrid DTE pot funcționa pînă la $f = 200 - 300$ GHz cu randamente de $\eta \simeq 20\%$ și putere de impuls $P_{\text{II}} = 100\text{kW}$.

IX.6. Exemple de construcție și utilizări a DTE

IX.6.1. Metode de preparare. Materiale

Deoarece GaAs a fost primul semiconductor utilizat pentru construcția DTE cu RDNV, de regulă considerentele referitoare la construcție și metode de preparare sînt făcute pentru acest material. Este necesar ca materialul să fie omogen, să aibă densitatea dislocațiilor cît mai mică, iar mobilitatea purtătorilor cît mai mare. Porțiunea activă, avînd concentrația electronilor cuprinsă între $n_0 = 10^{13} - 10^{16}$ cm^{-3}, poate fi un strat epitaxial sau un monocristal și poate avea diferite configurații (fig. 9.16): a, b sînt preparate din eșantioane de monocristal (probe volumice); c, d, e sînt preparate din straturi epitaxiale de GaAs de tip N, depuse pe substrat N^+(c,d) sau pe GaAs intrinsec (e).

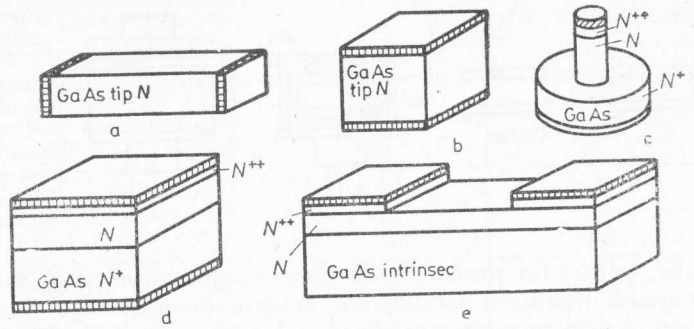


Figura 9.16. Exemple de construcții a DTE: a, b — fabricate din eșantioane monocristaline; c, d, e — fabricat prin creșteri de straturi epitaxiale.

Limita superioară a concentrației este determinată de către valoarea puterii disipaite pe unitate de volum. Din acest punct de vedere măsurătorile expermentale arată că DTE cu strat epitaxial avînd $n_0 = 3 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}, $l = 25$ μm, $A = 10^2 \times 10^2$ μm^2 pot suporta puteri de $P = (2 - 5)10^7$W · cm^{-3} în regim permanent (CW — current wave); DTE cu monocristal volumic avînd $n_0 = 10^{14}$ cm^{-3}, $l = 60$ μm, $A = 150 \times 150$ μm^2 pot suporta puteri de $P = 4 \cdot 10^6$ W · cm^{-3} în regim permanent. De asemenea, la DTE cu probe volumice s-a observat un fenomen de „fugă", care constă în variația în avalanșă a conductivității probei atunci cînd temperatura crește ca urmare a creșterii puterii disipate.

O problemă importantă o constituie natura materialului utilizat pentru contactele ohmice și tehnologia de realizare; cel mai frecvent se folosesc aliajele Ni-Sn, In-Ni, In-Au și Ag, depuse sub formă de strat subțire prin diferite metode (evaporare sub vid, aliere într-o atmosferă gazoasă controlată). Pentru obținerea de oscilații cît mai coerente și randamente ridicate, interfața dintre contactul ohmic și eșantion trebuie să fie realizată într-un plan bine determinat (de exemplu, paralel cu planul (111) sau (100)), iar catodul și anodul trebuie să fie perfect paralele, pentru a avea un cîmp electric uniform pe toată suprafața catodului. Încapsularea plachetei active, atașarea radiatorului termic și montarea dispozitivului în interiorul cavității rezonante constituie operații de mare finețe, adesea hotărîtoare pentru obținerea performanțelor dorite.

Principalele operații tehnologice pentru realizarea DTE cu strat epitaxial sînt ilustrate în figura 9.17; regiunea activă, de tip N, încadrată de două straturi de tip N^+ (fig. 9.17, a) formează o plachetă pe care se depun contacte ohmice (fig. 9.17, b); urmează încapsularea, care conține mai multe faze: fixarea plachetei în capsulă cu partea ce constituie catodul pe un suport metalic cu gradient de temperatură

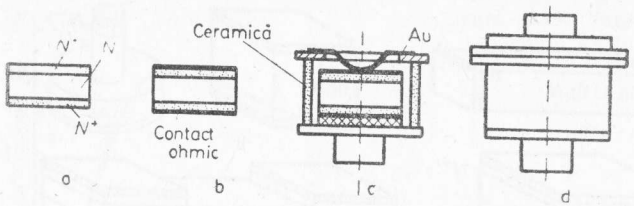


Figura 9.17. Etape tehnologice de preparare a DTE: a — pe regiunea activă N se realizează regiunile de tip N^+; b — depunerea contactelor ohmice; c — încapsularea; d — sudarea capacelor de ermetizare.

mic, printr-un procedeu de termocompresiune (fig. 9.17, c), apoi terminalul anodului (conductor subțire de aur) este fixat pe contactul ohmic prin termocompresie și sudat pe un inel metalic; urmează sudarea capacului de ermetizare (fig. 9.17, d), în interior păstrîndu-se o atmosferă inertă. Discurile metalice conectate cu anodul și catodul sînt izolate printr-un inel de ceramică de înaltă frecvență; la DTE de putere mare pe discul catodului se atașează un radiator termic.

Dimensiunile straturilor din structura N^+NN^+ (sau N^+NN^{++}) și concentrațiile respective diferă în funcție de destinație: bandă de frecvențe, mod de funcționare, putere disipată. Grosimea stratului activ de tip N este cuprinsă între $l = 5$ și 120 μm; straturile N^+ pot avea grosimi între 2 și 100 μm (stratul dinspre terminalul pe care se fixează radiatorul termic este mai subțire), iar concentrația impurităților donoare este de ordinul $5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}; mobilitatea electronilor la cîmpuri slabe este cuprinsă între limitele $\mu_1 = 4000 - 8000$ cm$^2 \times$ V^{-1}s^{-1}. Performanțele cîtorva din cele mai bune DTE comercializate în ultimii ani sînt date în tabelul IX.1.

Tabelul IX.1

Frecvență (GHz)	Putere (W)	Randament (%)	Factor de umplere	Modul de funcționare
1,75	6 000	15	$6 \cdot 10^{-6}$	LSA
2,00	200	29	10^{-3}	domenii Gunn
5,00	300	4	10^{-2}	LSA
5,00	0,6	3	CW	*
7,00	2 000	5	$6 \cdot 10^{-6}$	LSA
8,15	60	22	10^{-4}	hibrid
8,30	3,4	28,5	10^{-4}	domenii Gunn
10,5	1,4	10,8	CW	*

Tabelul IX. 1 (continuare)

Frecvență (GHz)	Putere (W)	Randament (%)	Factor de umplere	Modul de funcționare
13	0,275	11,9	CW	*
16	150	6	$6 \cdot 10^{-6}$	LSA
18	1,5	23	10^{-5}	LSA
20	0,5	3	CW	*
28	0,125	2,3	CW	*
50	0,4	9	10^{-5}	LSA
88	0,02	2	CW	LSA

(* — domenii Gunn sau LSA).

Materiale noi. Ca urmare a performanțelor actuale și celor de perspectivă a DTE, există studii intense referitoare la elaborarea de noi materiale în care se poate obține RDNV ca rezultat al transferului interminime de electroni. Afară de aliajele binare cunoscute, GaAs, GaSb, InP, InSb, InAs, sînt studiate teoretic (simulare pe calculator) și experimental și alte materiale, reprezentînd compuși de 3 sau 4 elemente în diferite proporții. Rezultatele obținute în această direcție de către Prohorov și colaboratorii săi ([51, 65] și referințele bibliografice la aceste lucrări) sînt sistematizate în tabelul IX. 2, unde $\bar{v}_M$ reprezintă viteza maximă, corespunzătoare cîmpului E_T, iar $\bar{v}_m$ este viteza minimă corespunzătoare punctului de vale al caracteristicii $\bar{v}(E)$.

Dintre acești compuși 6 au fost studiați mai în detaliu: (1) $GaAs_{1-x}P_x$, (2) $In_{1-x}Ga_xSb$, (3) $GaAs_{1-x}Sb_x$, (4) $In_xGa_{1-x}As$, (5) $In\ P_{1-x}As_x$, (6) $(GaAs)_{1-x}(InP)_x$. Se demonstrează că caracteristicile de frecvență ale diferiților compuși sînt determinate în principal de către inversul timpului de relaxare dielectrică interminime și randamentul la frecvențe joase, mărimi ce depind de raportul $(\bar{v}_M/\bar{v}_m)$. Modificările formei curbelor $\bar{v}(E)$ și a raportului $(\bar{v}_M/\bar{v}_m)$ în funcție de x pentru primii 4 compuși studiați în [65] sînt arătate în figura 9.18: (a) în cazul $GaAs_{1-x}P_x$ mobilitatea diferențială negativă (MDN) se manifestă între valorile $x = 0 - 0{,}3$ ($\mu_{1\,max} = \mu_1$ (GaAs) $\simeq 7 \cdot 500$ cm^2 V^{-1}s^{-1}); (b) în cazul $In_{1-x}Ga_xSb$ prezența MDN se manifestă într-o gamă largă de valori $x = 0 - 99$ ($\mu_{1\,max} = \mu_1$ (InSb) $\simeq 76\,000$ cm^2 V^{-1} s^{-1}); (c) la $GaAs_{1-x}Sb_x$ MDN este prezentă între valorile $x = 0 - 0{,}7$ ($\mu_{1\,max} = \mu_1$ (GaSb) $\simeq 15\,000$ cm^2 V^{-1}s^{-1}); (d) la $In_xGa_{1-x}As$ MDN se manifestă pe întreg intervalul $x = 0 - 1$, iar raportul $(\bar{v}_M/\bar{v}_m)$ este suficient de mare ($\mu_{1\,max} = \mu_1$ (InAs) $\simeq 30\,000$ cm^2 V^{-1}s^{-1}).

Tabelul IX.2

Nr. crt.	Compusul	Valorile lui x pentru care $\left(\frac{\bar{v}_M}{\bar{v}_m}\right)_{\text{compus}} > \left(\frac{\bar{v}_M}{\bar{v}_m}\right)_{\text{GaAs}}$	$\frac{\bar{v}_M}{\bar{v}_m}$	Frecvența de oscilație pentru care compușii au avantaje față de GaAs (GHz)
1	GaAs	—	2,1	140
2	InP	—	2,6	70—110
3	$GaAs_{1-x}P_x$	—	2,1	—
4	$GaAs_{1-x}Sb_x$	—	2,1	—
5	$In_{1-x}Ga_xSb$	0,2—0,75	3,8—2,1	$\leqslant 10$
6	$In_xGa_{1-x}As$	0—0,7	2,1—2,8	120—155
7	$In_{1-x}B_xP$	0—0,05	2,6—2,1	—
8	$In_{1-x}Al_xP$	0—0,2	2,6—2,1	—
9	$In_{1-x}Ga_xP$	0—0,35	2,6—2,1	—
10	$In_xB_{1-x}As$	0,7 —0,9	2,1—2,8	<40
11	$In_xAl_{1-x}As$	0,4 —0,9	2,1—2,8	<40
12	$In_{1-x}Al_xSb$	0,1 —0,45	3,8—2,1	$\leqslant 10$
13	$InP_{1-x}As_x$	0—0,7	2,6—2,75	70—125
14	$(InSb)_{1-x}(BAs)_x$	0,05—0,1	3,3—2,1	—
15	$(InAs)_{1-x}(BP)_x$	0,1 —0,2	2,6—2,1	<40
16	$(InP)_{1-x}(BAs)_x$	0—0,13	2,6—2,1	—
17	$(InAs)_{1-x}(AlP)_x$	0,2 —0,5	2,7—2,1	<40
18	$(InP)_{1-x}(AlAs)_x$	0—0,3	2,6—2,1	—
19	$(InSb)_{1-x}(AlAs)$	0,1 —0,43	3,9—2,1	$\lesssim 10$
20	$(InAs)_{1-x}(AlSb)_x$	0,3 —0,6	2,7—2,1	<40
21	$(InSb)_{1-x}(GaAs)_x$	0,2 —1,0	3,9—2,1	80—145
22	$(InAs)_{1-x}(GaSb)_x$	0,6 —0,75	2,4—2,1	<40
23	$(InAs)_{1-x}(GaP)_x$	0,25—0,6	2,6—2,1	<40
24	$(InP)_{1-x}(GaAs)_x$	0 —1,0	2,6—2,1	70—110—150

Variația timpului de relaxare dielectrică pentru diferiți compuși este arătată în figura 9.19, a; în funcție de valoarea lui x, timpul de relaxare dielectrică interminime poate fi $\tau_{L\Gamma}$ (minimul fundamental este situat în centrul zonei Brillouin, punct notat prin Γ, iar minimul satelit este situat pe direcția [111] notată prin L) sau $\tau_{X\Gamma}$ (minimul satelit este situat pe direcția [100], notată prin X); pentru $GaAs_{1-x}P_x$

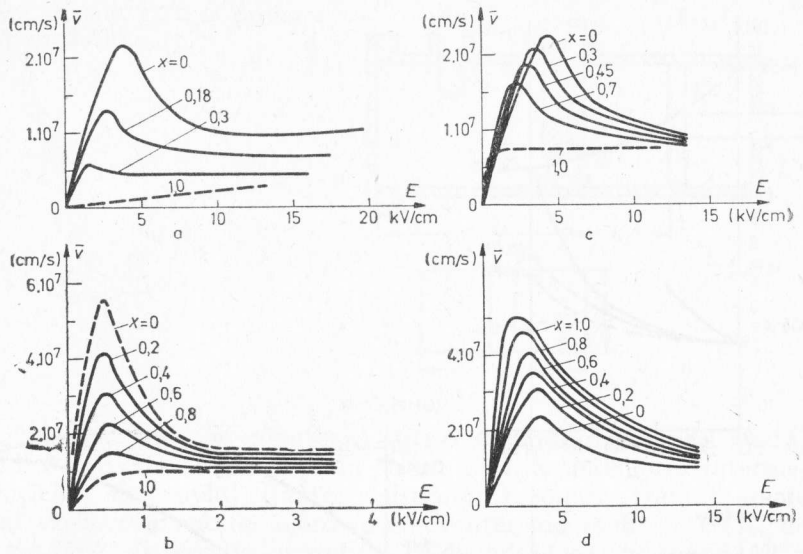


Figura 9.18. Forme ale curbelor $\bar{v}(E)$ pentru materiale noi: a — $GaAs_{1-x}P_x$; b — $In_{1-x}Ga_xSb$; c — $GaAs_{1-x}Sb_x$; d — $In_xGa_{1-x}As$.

avem $\tau_{X\Gamma}$, pentru $In_xGa_{1-x}As$ cu $x \to 0$ avem $\tau_{X\Gamma}$, iar cînd $x \to 1$ avem $\tau_{L\Gamma}$ etc. Se observă că toți compușii au timpi de relaxare dielectrică mai mari decît GaAs.

Parametrul ce caracterizează cel mai complet proprietățile de frecvență ale diferiților compuși care posedă RDNV este frecvența maximă de oscilație, f_{max}. Variația acestei frecvențe în funcție de x, pentru compușii studiați, este arătată în figura 9.19, b; din grafice rezultă că cel mai promițător compus ternar este $In_xGa_{1-x}As$ pentru valori relativ mici ale lui x.

Pornindu-se de la rezultatele obținute în [51], se face o estimare asupra variației frecvenței f_{max} cu x pentru o serie de compuși în care este posibilă obținerea de RDNV ca urmare a transferului de electroni; aceste estimări sînt date în figura 9.20, unde: (1) — $(InAs)_{1-x}(BP)_x$, (2) — $(InSb)_{1-x}(AlAs)_x$, (3) — $(InAs)_{1-x}(AlP)_x$, (4) — $In_xB_{1-x}As$, (5) — $In_{1-x}Al_xSb$, (6) — $InAs)_{1-x}(GaSb)_x$, (7) — $(InAs)_{1-x}(AlSb)_x$, (8) — $(InAs)_{1-x}(GaP)_x$, (9) — $(InSb)_{1-x}(GaAs)_x$ și (10) — $(InP)_{1-x}(GaAs)_x$.

Din graficele reprezentate în figurile 9.19, b și 9.20 se poate observa că există compuși care pot avea caracteristici de frecvență superioare GaAs; dintre aceștia cei mai potriviți par să fie $In_xGa_{1-x}As$ ($x \simeq 0{,}1 - 0{,}4$) și $(InP)_{1-x}(GaAs)_x$ ($x \simeq 0{,}4 - 0{,}8$).

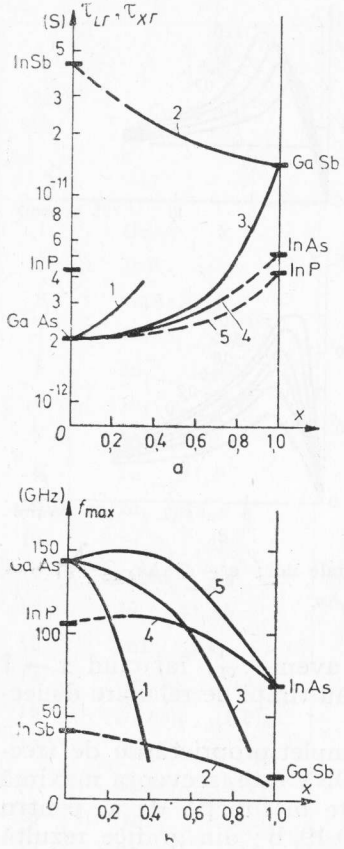


Figura 9.19. Variațiile timpilor de relaxare dielectrică și a frecvențelor limită pentru cîțiva compuși uzuali: a — timpi de relaxare dielectrică; b — frecvențe limită.

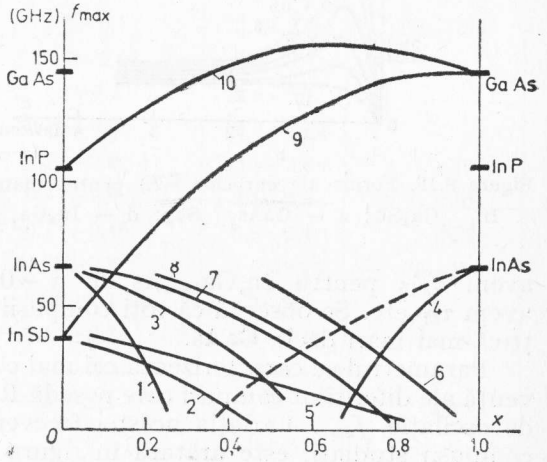
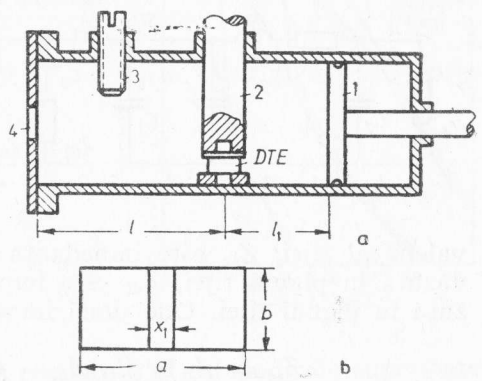


Figura 9.20. Estimarea frecvențelor maxime de funcționare pentru unii compuși noi [51].

IX.6.2. **Oscilatori cu DTE**

a) **Considerații generale.** Funcționarea DTE ca oscilator de microunde impune ca placheta activă să satisfacă condiția $n_0 l > \varepsilon_s v/q|\mu_d|$ (la GaAs $n_0 l \gtrsim 10^{12}$ cm^{-2}), astfel încît să fie posibilă formarea domenii mature. Modurile de funcționare adecvate pentru regimul de oscilator sînt: cu timp de tranzit (cu domenii Gunn), formare întîrziată a domeniilor, suprimarea domeniilor, LSA și hibrid.

Figura 9.21. Fixarea DTE în cavitatea rezonanță acordabilă.



Constructiv, DTE se montează într-o cavitate rezonantă (paralelipipedică sau cilindrică), cuplată cu un ghid de unde prin intermediul buclelor de cuplaj (fante); sistemul rezonant trebuie să fie prevăzut cu mecanisme de acord al frecvenței, de răcire a DTE, de fixare rigidă a dispozitivelor active și de adaptare cu sarcina. Un exemplu de montare a DTE în cavitatea rezonantă paralelipipedică este arătat în figura 9.21, a, unde: 1 este pistonul de acord, 2 este tija metalică de fixare a DTE (prin intermediul tijei se aplică și tensiunea de polarizare a DTE), 3 este un șurub de reglaj al adaptării cu sarcina, 4 este fanta de cuplaj cu sarcina; amplasarea și dimensiunile fantei sînt arătate în figura 9.21, b. Față de latura mare a cavității, DTE poate fi plasată simetric (fig. 9.22, a) sau asimetric (fig. 9.22, b).

Deducerea condițiilor de oscilație și a frecvenței necesită cunoașterea elementelor circuitului echivalent compus; în acest circuit sînt cuprinse elementele corespunzătoare părții active și celei de încapsulare a DTE precum și elementele corespunzătoare cavității rezonante, care trebuie să includă impedanța tijei de susținere, a pistonului de acord și a fantei de cuplaj cu sarcina. Un astfel de circuit echivalent pentru cazul tijei plasate simetric este reprezentat în figura 9.23, a (se neglijează grupul R_0C_0), unde: C_1, C_2, L_1 constituie circuitul echi-

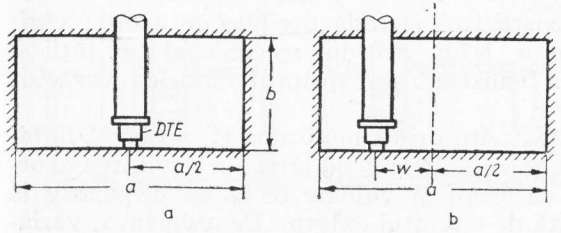


Figura 9.22. Fixarea simetrică (a) și asimetrică (b) a DTE în cavitatea rezonantă.

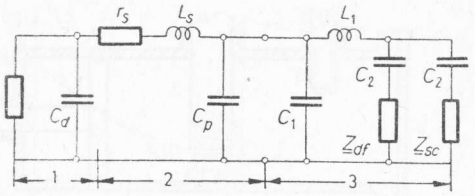


Figura 9.23. Schema echivalentă a generatorului cu DTE.

valent al tijei, Z_{sc} este impedanța porțiunii de scurtcircuit reglabil văzută în planul tijei, Z_{df} este impedanța diafragmei de cuplaj văzută în planul tijei. Cele două impedanțe au expresiile

$$\underline{Z}_{sc} = jZ_0 \operatorname{tg} \beta l_1, \quad \underline{Z}_{df} = \frac{jaZ_0}{\lambda_g} \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x_1}{2a} \quad (x_1 \ll a), \tag{9.56}$$

iar

$$Z_0 = \frac{2b}{a} \frac{377}{[1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2]^{1/2}} \tag{9.57}$$

este impedanța caracteristică a ghidului; în aceste relații avem: λ_0 este lungimea de undă corespunzătoare frecvenței de lucru, λ_c este lungimea de undă critică a modului de propagare considerat, $\beta = 2\pi/\lambda_g$ este constanta de propagare (λ_g este lungimea de undă în ghid). Așa cum rezultă din schema echivalentă, s-a presupus că DTE funcționează în modul cu domenii Gunn; sub forn ă generală grupul $(-R_dC_d)$ poate fi înlocuit prin admitanța dispozitivului $\underline{Y} = G(\omega) + jB(\omega)$.

Funcționarea structurii în regim de oscilații permanente impune satisfacerea a două condiții:

$$-G_d(\omega) + G_s(\omega) = 0, \tag{9.58}$$

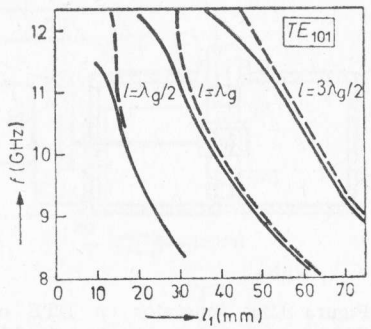
$$B_d(\omega) + B_s(\omega) = 0; \tag{9.59}$$

prima reprezintă condiția de oscilație (pentru amorsarea oscilațiilor este necesar $-G_d(\omega) + G_s(\omega) < 0$), iar a doua determină frecvența de oscilație. Puterea maximă de ieșire se obține cînd $G_s \to |G_{d\max}|$; dacă cavitatea este multirezonantă, oscilațiile vor apărea pe frecvența la care G_s este maxim, însă nu mai mare de $|G_{d\max}|$.

b) **Metode de acord.** Există trei metode posibile de acord: variația tensiunii de polarizare a DTE, acordul mecanic al cavității și acordul electronic, care se realizează cu ajutorul diodelor varactor (DV).

Prima metodă, deși atrăgătoare prin simplitatea ei, nu oferă fiabilitatea necesară și benzi de acord suficient de largi; sensivitatea acordului $S_{ac} = \partial f/\partial V$ variază ca semn și valoare de la un dispozitiv la altul, în plus este influențată de circuitul extern. De asemenea, varia-

Figura 9.24. Caracteristica de acord a unei cavități rezonante paralelipipedice.



ția frecvenței depinde de sarcina oscilatorului pe modurile superioare (armonici); pentru a înlătura influența armonicelor, se iau cavități cu factor de calitate mic, iar DTE se plasează astfel încît cuplajul cu modurile superioare să fie minim.

Acordul mecanic al cavității rezonante constă în modificarea poziției pistonului de scurtcircuit, prin aceasta modificîndu-se reactanța echivalentă, deci și frecvența. Această metodă are două dezavantaje. (a) Odată cu variația poziției pistonului de scurtcircuit are loc o variație puternică a factorului de calitate în sarcină, Q_L; această variație este urmarea variației cu frecvența a părții reale a admitanței de sarcină și a raportului de transformare a tijei metalice de fixare a DTE. (b) Este posibilă apariția mai multor moduri de oscilație, TE_{10n} în banda frecvențelor de lucru; pentru o cavitate rezonantă paralelipipedică, caracteristica de acord are o periodicitate de $\lambda_g/2$ (fig. 9.24).

Metoda acordului electronic cu DV se bazează pe faptul că frecvența oscilatorului poate fi modificată de către reactanța circuitului oscilant asociat DTE; această reactanță este modificată de către DV prin varierea tensiunii de polarizare. Dioda de acord DV se plasează foarte aproape de DTE (fig. 9.25, a) în scopul realizării unui cuplaj strîns între cele două dispozitive; fiecare diodă are tija de fixare separată. În practică se utilizează o combinație de acord mecanic și electronic (fig. 9.25, b): cavitatea este prevăzută cu un piston de scurtcircuit, iar DTE și DV se află în același plan (la aceeași distanță de piston).

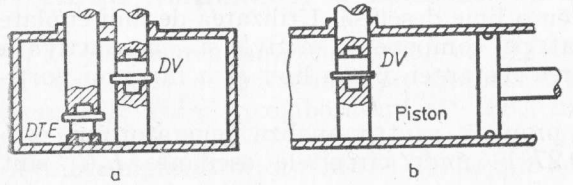


Figura 9.25. Acordul electronic cu ajutorul DV al generatorului cu DTE: a — acord electronic pur; b — acord combinat.

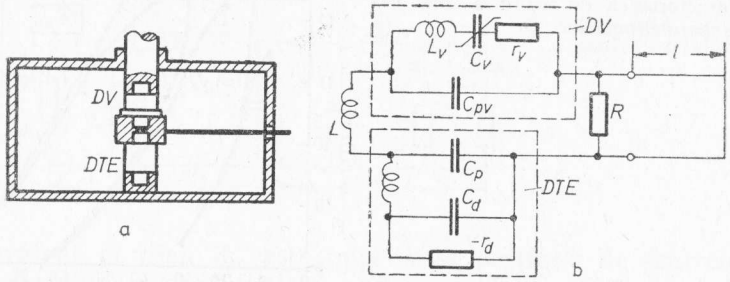


Figura 9.26. Generator cu DTE cu acord combinat: a — fixarea diodelor DTE și DV în cavitate; b — schema echivalentă.

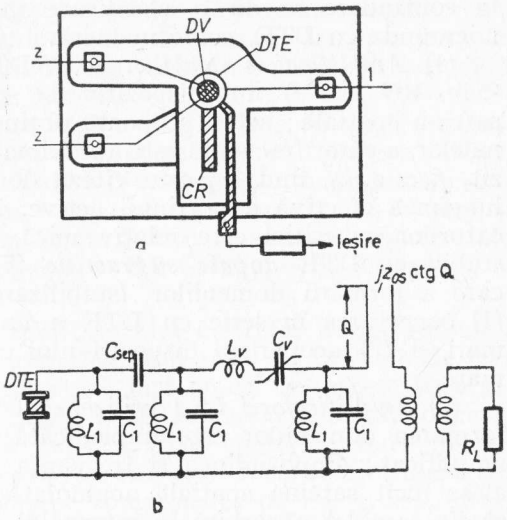
c) **Exemple de scheme practice.** 1) *Generator cu acord combinat în banda* 12,5—18 GHz [66]. Montajul reprezintă o variantă îmbunătățită în sensul că DTE și DV sînt conectate în serie și fixate cu o singură tijă (fig. 9.26, a); cele două dispozitive sînt polarizate prin circuite separate. Circuitul echivalent propus pentru analiza generatorului este arătat în figura 9.26, b, unde l_2 reprezintă lungimea de scurtcircuit a cavității, iar R simbolizează sarcina. Acordul frecvenței cu ajutorul DV poate fi realizat în limitele a 2 GHz pe o frecvență centrală determinată de acordul mecanic al cavității. Configurația respectivă a permis obținerea de oscilații stabile în banda 12,5—18 GHz.

2) *Generator miniatural cu acord electronic în banda* 10—18 *GHz* [67]. Două particularități interesante sînt de semnalat la acest generator: realizarea miniaturală și acoperirea întregii benzi (aproximativ 8 GHz) numai prin acord electronic.

Constructiv, generatorul este realizat prin tehnologia „microstrip" (elementele pasive de circuit sînt linii plate de diferite configurații). Dispunerea elementelor este arătată schematic în figura 9.27, a, unde: DTE și DV sînt suprapuse (DV din GaAs este fără capsulă); *CR* este o cavitate rezonantă, realizată sub forma unei linii plate în gol la un capăt; linia de ieșire cu impedanța de 50 Ω este cuplată cu cavitatea rezonantă; prin terminalul 1 se polarizează DTE, iar prin terminalele 2 se polarizează DV. Circuitele de polarizare sînt prevăzute cu capacitori de separare și filtre de blocare a microundelor. Alegînd în mod adecvat impedanțele liniilor cuplate, cavitatea rezonantă poate fi privită ca un transformator de adaptare (de bandă largă), conectat în serie cu o linie deschisă. Utilizarea de linii cuplate permite un acord separat pe componenta activă și cea reactivă a admitanței prin modificarea distanței dintre linii și a lungimii porțiunilor cuplate.

Schema echivalentă, propusă pentru analiza generatorului, este reprezentată în figura 9.27, b, unde circuitele oscilante L_1C_1 sînt

Figura 9.27. Generator miniatural cu DTE cu acord electronic în banda 10—18 GHz.



linii plate în $\lambda/4$, asociate circuitelor de polarizare a DTE și DV. Neglijînd influența acestor circuite, frecvența de oscilație poate fi determinată din relația

$$X_{DTE}(\omega) + X_{DV}(\omega) - Z_{0s} \operatorname{ctg} \theta = 0, \tag{9.60}$$

unde: X_{DTE} este reactanța totală a DTE (inclusiv elementele de încapsulare); $X_{DV}(\omega) = \omega_0 L_v - 1/\omega_0 C_v$ este reactanța DV la frecvența ω_0, iar $C_v = C_j \cdot C_{sep}/(C_j + C_{sep})$; Z_{0s} este impedanța caracteristică echivalentă a liniilor cuplate, iar θ este lungimea normală a porțiunii de cuplaj.

Liniile plate (microstrip) sînt realizate pe suport din Al_2O_3 cu grosimea de 0,4 mm; lărgimea benzilor metalice este de 0,8 mm. Prin varierea tensiunii de polarizare a DV între +1,2V și —40V, iar a tensiunii de polarizare a DTE între 5 și 7V se obține o bandă de funcționare cuprinsă între 10 și 18 GHz, puterea de ieșire variind între 30 mW și 9 mW.

IX.6.3. Amplificatori de microunde cu DTE

a) **Clasificarea amplificatorilor cu DTE.** Posibilitatea amplificării semnalelor de microunde cu ajutorul DTE este dovedită experimental de Thim și colaboratorii săi [68], utilizînd o plachetă activă din GaAs de tip N, dopată subcritic ($n_0 l < 10^{12}$ cm^{-2}). Ulterior s-au obținut amplificatori stabili cu DTE dopate supracritic ($n_0 l > 10^{12}$cm^{-2});

în continuare se dă o clasificare generală a amplificatorilor de microunde cu DTE, conform lucrării [69].

(1) *Amplificatori stabili.* Dacă DTE este *dopat subcritic* ($n_0 l \lesssim$ $\lesssim 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}) în dispozitiv se propagă unde crescătoare de sarcină spațială; astfel se poate obține o amplificare stabilă a semnalelor, a căror frecvență este aproximativ egală cu frecvența de tranzit, $f_{tr} \simeq v_d/l_{ef}$, unde v_d este viteza domeniilor, iar $l_{ef} = l - d_0$ este lungimea efectivă a porțiunii active. Fiind dat că puterea amplificatorilor subcritici este relativ mică, au fost propuși amplificatori stabili cu DTE *dopate supracritic* [70]. După metoda de împiedicare a formării domeniilor (stabilizare) se disting două variante: (1) conectarea în serie cu DTE a unei sarcini active suficient de mari și (2) acoperirea dispozitivului cu un strat dielectric avînd ε_d mare.

(2) *Amplificatorii LSA* utilizează DTE dopate supracritic, în care formarea domeniilor este împiedicată de către semnalul extern de amplificat; amplitudinea și frecvența acestui semnal trebuie astfel alese încît sarcina spațială acumulată în intervalul activ ($E > E_T$) să fie complet absorbită în intervalul pasiv ($E < E_T$). În acest caz, forma curbei $j(E)$ urmărește pe cea a vitezei $\bar{v}(E)$; se estimează că acest tip de amplificatori pot furniza puteri relativ mari și au cel mai mic factor de zgomot [72].

(3) *Amplificatori cu domenii mobile și amplificatori parametrici.* Prezența domeniilor mobile permite obținerea unei RDNV la alte frecvențe decît cea corespunzătoare timpului de tranzit [71]. Este necesar ca oscilațiile pe frecvența de tranzit să fie scurtcircuitate, iar banda de trecere a elementelor asociate amplificatorului să fie suficient de largă. Variația capacității DTE, datorită prezenței și dispariției domeniilor, poate fi utilizată pentru realizarea amplificatorilor parametrici [73].

(4) *Amplificatori cu sincronizarea oscilațiilor Gunn.* Un semnal extern de putere mică poate efectua sincronizarea de fază a oscilațiilor cu timp de tranzit (Gunn); fiind dat că puterea de ieșire este mult mai mare decît puterea de intrare, în acest regim se pot obține cele mai mari cîștiguri ($G_p \simeq 38$ dB [74]). Neajunsurile amplificatorilor cu sincronizare de fază sînt: gama dinamică mică a semnalului de intrare și bandă de frecvențe relativ îngustă (pentru detalii privind clasificarea vezi și [5]).

Constructiv, amplificatorii cu DTE se întîlnesc în două variante de bază: de tip reflexie (reflexion amplifier sau one-port amplifier) și de tip transmisie (two-port amplifier).

b) **Amplificatori cu DTE dopate subcritic.** Dacă parametrul $n_0 l$ are valori $\lesssim 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}, prin aplicarea unor cîmpuri $E > E_T$ nu se pot forma domenii mature; cîmpul electric este neuniform, însă stabil în timp și spațiu. Ca urmare a mobilității diferențiale negative,

în dispozitiv se pot forma unde crescătoare de sarcină spațială; astfel DTE poate amplifica semnale a căror frecvență este apropiată de frecvența de tranzit [68]. Variația cîștigului în funcție de frecvență pentru un eșantion avînd $n_0 l \simeq 1{,}05 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ($n_0 = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $l = 70$ μm) este arătată în figura 9.28, a [62]. Odată cu creșterea cîmpului aplicat, maximul cîștigului se deplasează spre frecvențe înalte, fapt ce coincide cu teoria lui Hakki. Variația admitanței unui eșantion avînd $n_0 l = 2{,}1 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ($n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $l = 70$ μm) și $E \simeq 4{,}8$ kV/cm este arătată în figura 9.28,b; maximele negative ale conductanței survin la frecvențele $f_1 = 3{,}2$ GHz, $f_2 = 6{,}1$ GHz și $f_3 = 8{,}35$ GHz.

Schema de principiu a amplificatorului cu DTE dopat subcritic este arătată în figura 9.29; amplificatorul este de tip reflexie, iar pentru separarea semnalului de ieșire față de cel de intrare se utilizează un circulator de bandă largă. DTE se fixează fie într-o cavitate rezonantă coaxială, fie la capătul unui cablu coaxial; pentru îmbunătățirea răcirii se atașează un radiator termic. În figură C_1, C_2, C_3 sînt capacitori de cuplaj pe componenta de r.f. și separatori pe componenta continuă; L_1 este o inductanță de separare a sursei de polarizare; AS reprezintă un analizator spectral.

c) **Amplificator dopat supracritic de tip LSA.** Studiul unor DTE dopate supracritic în funcție de frecvența semnalului și tensiunea de polarizare a dus la concluzia că în anumite condiții aceste dispozitive pot amplifica semnale de microunde. De la acești amplificatori se pot obține cele mai mari puteri de ieșire și cel mai mic factor de zgomot. De exemplu, în [72] au fost obținute amplificări de 6 dB și puteri de ieșire pînă la 180 W pentru un dispozitiv avînd $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}, $l = 10^3$ μm, $E_0 = 10^3$ kV/cm, $\mu_1 = 7 \cdot 10^3$ cm^2 V^{-1} s^{-1}; puterea de ieșire crește proporțional cu lungimea regiunii active.

Dacă frecvența semnalului este suficient de mare, sarcina spațială care se formează în intervalul activ $E > E_T$ nu poate ajunge la domenii mature; în intervalul pasiv $E < E_T$ această sarcină este complet absorbită, astfel DTE prezintă o RDNV pentru circuitul extern. Variația admitanței cu frecvența are forma arătată în figura 9.30; rezultă că eșantionul considerat poate funcționa în regim de amplificare pentru frecvențe mai mari de 6 GHz.

Schema de principiu simplificată a unui amplificator cu DTE dopat supracritic este arătată în figura 9. 31, a, unde: N reprezintă o rețea de egalizare, reciprocă și fără pierderi, care permite ajustarea dependenței cîștigului în funcție de frecvență; L_1 este o inductanță de blocare pentru circuitul de polarizare; C_{01} este o capacitate parazită; în planurile P_1 și P_2 sînt realizate adaptări de impedanțe ($\underline{Z}_0$ este impedanța circulatorului, $\underline{Z}_s$ este impedanța circuitului echivalent al DTE, inclusiv a elementelor parazite de încapsulare). Montarea DTE în cavitatea coaxială este arătată în figura 9. 31,b, unde: RT este

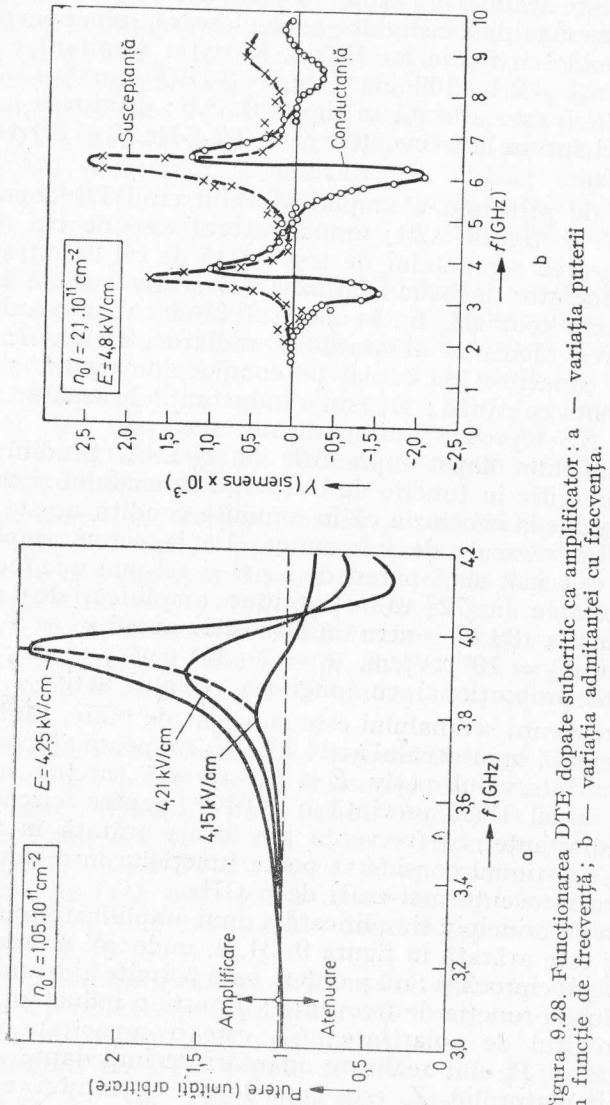
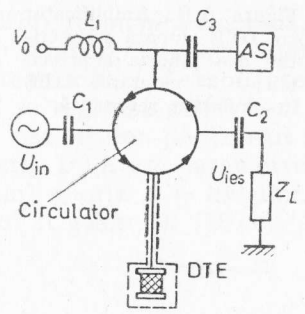


Figura 9.28. Funcționarea DTE dopate subcritic ca amplificator: a — variația puterii în funcție de frecvență; b — variația admitanței cu frecvența.

Figura 9.29. Schemă de amplificator cu DTE dopată subcritic.



radiatorul termic; TI este un transformator de impedanțe; C_{sep} este un capacitor de separare a componentei continue; SC asigură scurt-circuitul pe frecvența de tranzit.

d) **Amplificator dopat supracritic cu domenii mobile.** Plecînd de la observația că prezența domeniilor mobile într-un eșantion de GaAs de tip N dopat supracritic ($n_0 l > 10^{12}$ cm^{-2}) permite obținerea unei RDNV pentru alte frecvențe decît cea de tranzit, în [71] a fost construit un amplificator de microunde cu puteri de ieșire relativ mari. Particularitatea acestui tip de amplificator este aceea că puterea de ieșire crește cu concentrația; pe de altă parte, concentrația nu poate fi făcută oricît de mare, întrucît la $n_0 \gtrsim 10^{18}$ cm^{-3} eșantionul nu mai prezintă o mobilitate diferențială negativă, în plus apar probleme deosebite privind răcirea.

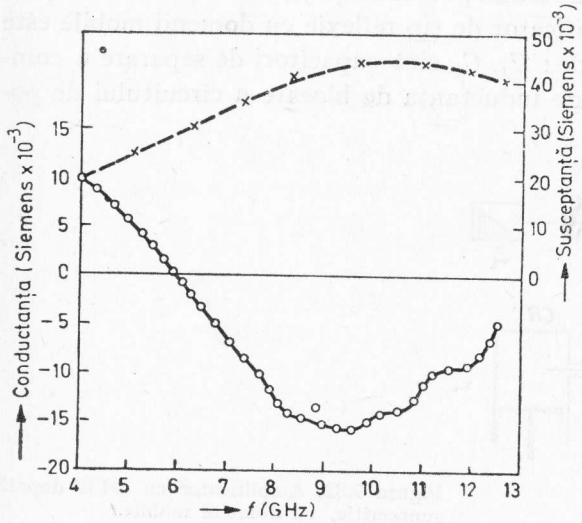


Figura 9.30. Variația conductanței și susceptanței unei DTE dopată supracritic.

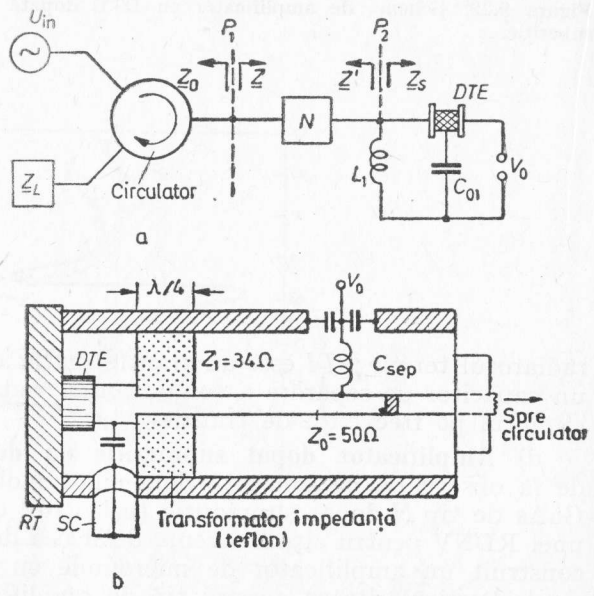


Figura 9.31. Amplificator cu DTE dopată supracritic: a — schema de principiu; b — montarea DTE în cavitatea rezonantă.

Spre deosebire de amplificatorii subcritici sau LSA, aici DTE trebuie să oscileze pe frecvența de tranzit și să amplifice pe o frecvență diferită (de obicei mai mare); funcționarea normală în regim de amplificare necesită ca oscilațiile Gunn pe frecvențe f_{tr} să fie scurtcircuitate.

Un exemplu de amplificator de tip reflexie cu domenii mobile este arătat în figura 9.32, unde: C_1, C_2 sînt capacitori de separare a componentei continue; L_1 este inductanța de blocare a circuitului de polarizare. Dispozitivul activ este fixat într-o cavitate rezonantă coaxială, iar legătura cu circulatorul se face prin cablu coaxial. Oscilațiile pe frecvența de tranzit sînt scurtcircuitate cu ajutorul cavității rezonante CR: prin deplasarea pistonului, lungimea CR se reglează astfel încît să corespundă unui număr întreg de $\lambda/2$ a oscilațiilor de tranzit; astfel în punctul P al liniei nu mai apar oscilații. DTE are parametrii $n_0 l = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} ($n_0 = 2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}, $l = 25\ \mu$m) și aria $A = 100\ \mu$m^2.

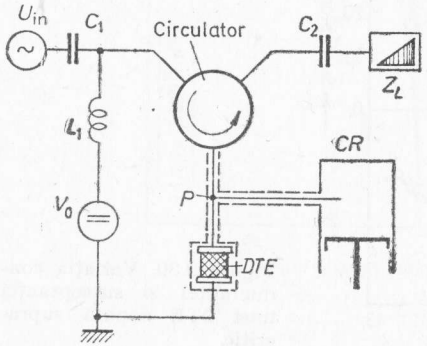


Figura 9.32. Amplificator cu DTE dopată supracritic, cu domenii mobile.

Alte variante de amplificatori cu DTE pot fi găsite în [16].

Capitolul X

DIODE IMPATT

X.1. Principii fizice de construcție și funcționare a diodelor IMPATT

X.1.1. Structura și funcționarea diodei Read

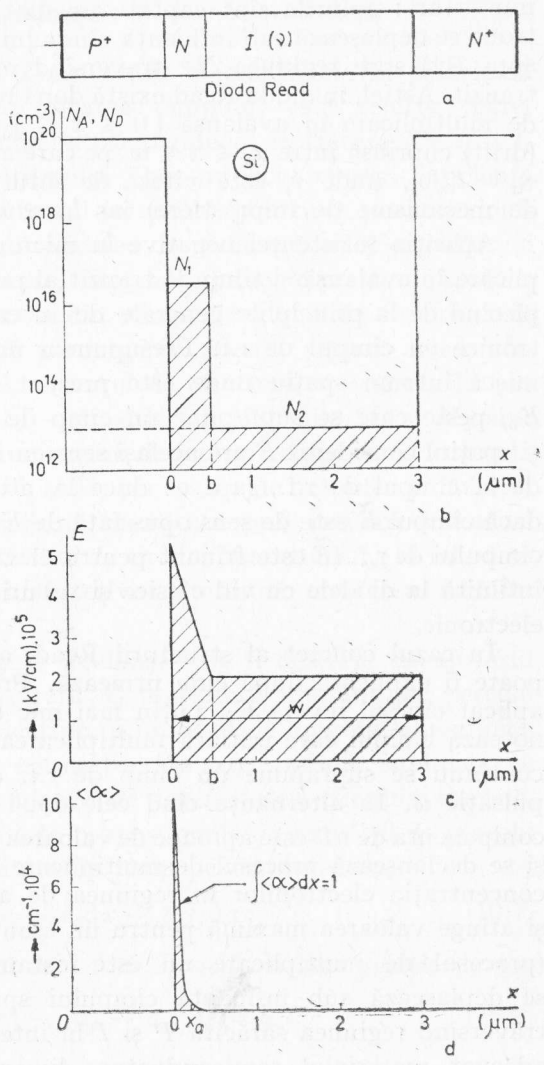
Sub formă generală, funcționarea diodelor IMPATT (*Imp*act Ionization *A*valanche and *T*ransit *T*ime) ca generatori și amplificatori de microunde se bazează pe existența unei rezistențe negative în acest domeniu de frecvențe (în regim continuu sau frecvențe joase diodele IMPATT nu prezintă rezistență negativă față de circuitul extern). Posibilitatea obținerii de rezistențe negative ca urmare a timpului de tranzit în diodele semiconductoare este indicată prima dată de Shockley [75].

O joncțiune PN poate funcționa în modul IMPATT dacă este polarizată invers în regiunea de străpungere în avalanșă, are dimensiunile și profilul de dopare convenabil alese, și este montată într-o cavitate rezonantă. După cum indică și denumirea, rezistența negativă în domeniul microundelor se obține prin utilizarea ionizării de impact (ciocnire) în avalanșă și a timpului de tranzit al purtătorilor de sarcină.

Prima structură adecvată pentru funcționarea în microunde este propusă de Read [76]; funcționarea structurii Read în regim de IMPATT este pusă în evidență experimental de Lee și colaboratorii săi [78], utilizînd o structură complicată, frecvența de lucru fiind de aproximativ 200 MHz; funcționarea diodei Read în microunde ($f \simeq 5$ GHz) este realizată prima dată de DeLoach și colaboratorii săi [86]. Este bine precizat că regimul IMPATT este realizat experimental prima dată de Johnston și colaboratorii săi [77], folosind o structură clasică PN; ei au obținut în impulsuri puterea de 80 mW la 12 GHz. Trebuie subliniat că diodele IMPATT sînt considerate ca cele mai performante (frecvențe limită, putere și randament) dispozitive semiconductoare utilizate în microunde; cît privește frecvența au fost realizați oscilatori care funcționează satisfăcător la 300 GHz [84] și se estimează că se va putea ajunge pînă la 500 GHz.

Dioda propusă de Read constituie o structură P^+NIN^+ (sau duala sa N^+PIP^+) reprezentată în figura 10.1, *a*, prin care se urmărește separarea regiunilor de multiplicare în avalanșă și de tranzit al purtă-

Figura 10.1. Dioda Read: a — stuctura fizică; b — concentrațiile impurităților; c — distribuția cîmpului electric; d — regiunea de multiplicare în avalanșă.



torilor; concentrațiile impurităților sînt arătate în figura 10.1,b. Aplicînd o tensiune inversă suficient de mare, sarcina spațială se întinde pe întreaga regiune slab dopată N și I (care este sărăcită de purtători mobili); distribuția cîmpului electric este arătată în figura 10.1, c, avînd valoarea maximă la interfața P^+N. Pe o anumită distanță x_a din imediata apropiere a interfeței, valoarea cîmpului este suficientă pentru a produce multiplicarea în avalanșă a purtătorilor

minoritari: golurile sînt captate imediat de regiunea P^+, iar electronii se deplasează sub influența cîmpului (al cărui sens este de la N^+ spre P^+) spre regiunea N^+ traversînd regiunea sărăcită, numită de tranzit. Astfel, în dioda Read există două regiuni distincte: (1) regiunea de multiplicare în avalanșă ($0 \leqslant x \leqslant x_a$) și (2) regiunea de tranzit (drift) cuprinsă între $x_a \leqslant x \leqslant w$ pe care electronii o străbat în timpul $\tau_{tr} = l_{tr}/v_s$, unde v_s este viteza de saturație a electronilor (limitată de mecanisme de împrăștiere) iar $l_{tr} \simeq w - x_a$.

Apariția rezistenței negative în microunde în structuri cu multiplicare în avalanșă și timp de tranzit al purtătorilor poate fi explicată plecînd de la principiile generale de interacțiune a fasciculelor electronice cu cîmpul de r.f. Presupunem un grup de electroni care se mișcă într-un spațiu unde este prezent un cîmp electric continuu, E_0, peste care se suprapune un cîmp de r.f., $\tilde{E}$: dacă în intervalul și spațiul considerat $\tilde{E}$ are același sens cu E_0, electronii absorb energie de la cîmpul de r.f., fapt ce duce la atenuarea oscilațiilor de r.f.; dacă cîmpul $\tilde{E}$ este de sens opus față de E_0, electronii cedează energie cîmpului de r.f. ($\tilde{E}$ este frînant pentru electroni). Această situație este întîlnită la diodele cu vid clasice și tuburile de microunde cu fascicul electronic.

În cazul concret al structurii Read, apariția rezistenței negative poate fi explicată după cum urmează. Presupunem că pe diodă este aplicat cîmpul invers E_0, puțin mai mic decît E_{cr}, unde prin E_{cr} se notează cîmpul care inițiază multiplicarea în avalanșă; peste cîmpul continuu se suprapune un cîmp de r.f. de amplitudine $\tilde{E} \ll E_0$ și pulsație ω. În alternanța cînd cele două cîmpuri au același sens și componenta de r.f. este aproape de valoarea maximă, avem $E_0 + \tilde{E} \simeq E_{cr}$ și se declanșează procesul de multiplicare în avalanșă a purtătorilor; concentrația electronilor în regiunea de avalanșă crește exponențial și atinge valoarea maximă pentru un eșantion dat după intervalul τ_a (procesul de multiplicare nu este instantaneu). Electronii rezultați se deplasează sub influența cîmpului spre electrodul pozitiv N^+, traversînd regiunea sărăcită P și I în intervalul τ_{tr}; alegînd în mod adecvat materialul semiconductor, dimensiunile regiunilor, profilurile concentrațiilor cu impurități și valoarea cîmpului E_0 se poate realiza condiția optimă $\omega(\tau_a + \tau_{tr}) \simeq \pi$, cînd dioda IMPATT reprezintă o rezistență negativă pentru circuitul extern. În descrierea calitativă a proceselor din dioda Read s-a presupus $\tilde{E} \ll E_0$, astfel încît electronii se deplasează în spațiul de tranzit tot timpul în același sens și cu viteză constantă, egală cu viteza de saturație.

X.1.2. Multiplicarea în avalanșă

a) **Integrala de ionizare.** Considerăm o joncțiune NP polarizată invers (fig. 10.2); dacă intensitatea cîmpului este relativ mare, purtătorii minoritari care traversează regiunea de trecere $l = l_n + l_p$ pot acumula pe parcursul drumului liber mijlociu energii suficiente (cel puțin egale cu lărgimea benzii interzise) pentru a produce ionizări de impact. Are loc multiplicarea în avalanșă a electronilor și golurilor din regiunea de trecere, fapt ce produce o creștere rapidă a curentului invers: dacă la limita din stînga a regiunii de trecere intră curentul $I_{p0} = I_p(-l_n)$, după parcurgerea acestei regiuni avem curentul $I_p(l_p) = M_p I_{p0}$; la fel, curentul de electroni la ieșirea din regiunea de trecere va fi $-I_n(-l_n) = M_n I_{n0}$. Mărimile M_p și M_n sînt factorii de multiplicare a curentului de goluri, respectiv electroni; trebuie observat că factorii M_p și M_n țin seama de acțiunea simultană a golurilor și electronilor: golurile incidente prin ionizări succesive determină atît creșterea curentului I_p cît și a curentului I_n; la fel, electronii incidenți prin ionizări succesive determină creșterea ambilor curenți, I_n și I_p.

Procesele de multiplicare în avalanșă pot fi descrise cu ajutorul ratelor de ionizare, α_n și α_p; rata α_n reprezintă numărul de perechi electron-gol, generate de un electron pe unitatea de lungime în regiunea de trecere (în mod similar se definește rata α_p); trebuie subliniat că α_n și α_p sînt puternic dependente de intensitatea cîmpului electric. Variația curentului de goluri este proporțională cu numărul de perechi electron-gol, generate în unitate de timp pe distanța dx

$$dI_{p(x)} = \alpha_p I_p dx + \alpha_n I_n dx; \tag{10.1}$$

ținînd cont că curentul total este $I = I_p + I_n$, ultima relație devine

$$[dI_p(x)/dx] - (\alpha_p - \alpha_n) I_p = \alpha_n I. \tag{10.2}$$

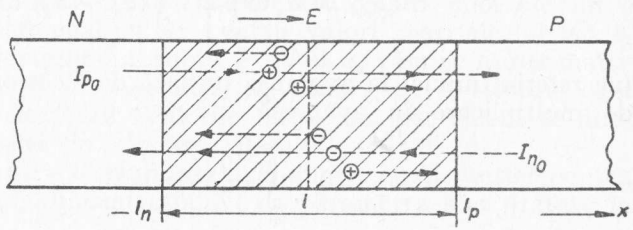


Figura 10.2. Procesul de multiplicare în avalanșă.

Punînd condiția la limită $I_p = I_p(l_p) = M_p I_{p0}$ soluția ecuației (10.2) este [2]

$$I_p(x) = \frac{I\left[\frac{1}{M_p} + \int_0^x \alpha_n \exp\left\{-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n)\, dx_1\right\} dx\right]}{\exp\left\{-\int_x^0 (\alpha_p - \alpha_n) dx_1\right\}}; \qquad (10.3)$$

dacă se ține seama de notația $M_p = I_p(l_p)/I_p(-l_n)$ ultima relație se poate pune sub forma

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_{l_n}^{l_p} \alpha_p \exp\left\{-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx_1\right\} dx}. \qquad (10.4)$$

Străpungerea în avalanșă, urmată de multiplicarea rapidă a curentului, are loc la tensiunea pentru care $M_p \to \infty$; punînd această condiție în (10.4) rezultă

$$\int_{l_n}^{l_p} \alpha_p \exp\left\{-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n)\, dx_1\right\} dx = 1; \qquad (10.5)$$

ultima integrală este numită *integrală de ionizare*. Dacă procesul de multiplicare în avalanșă este inițiat de către electroni, integrala de ionizare are expresia

$$\int_{l_n}^{l_p} \alpha_n \exp\left\{-\int_x^l (\alpha_n - \alpha_p)\, dx_1\right\} dx = 1 \qquad (10.6)$$

($l = l_p + l_n$ este lărgimea totală a regiunii de trecere).

În scopul particularizării integralelor de ionizare, la structura idealizată Read (fig. 10.1,a) se introduce o simplificare de scriere; notînd integrandul din expresia (10.6) cu

$$\langle \alpha_n \rangle = \alpha_n \exp\left\{-\int_x^w (\alpha_n - \alpha_p)\, dx_1\right\} \qquad (10.7)$$

(ne referim numai la avalanșa inițiată de electroni) obținem condiția de multiplicare în avalanșă

$$\int_0^w \langle \alpha_n \rangle\, dx = 1. \qquad (10.8)$$

Avînd în vedere dependența puternică a ratelor α_n și α_p de valoarea cîmpului electric, condiția (10.8) este satisfăcută numai pe o distanță foarte mică, $0 - x_a$ (fig. 10.1,d). În cazul Ge și GaAs avem $\alpha_n \simeq \alpha_p = \alpha$ deci $\langle \alpha_n \rangle = \langle \alpha_p \rangle = \langle \alpha \rangle = \alpha$; în cazul Si avem $\alpha_n \neq \alpha_p$, deci $\langle \alpha_n \rangle \neq \langle \alpha_p \rangle$.

Curba de variație a cîmpului electric cu distanța constituie o caracteristică importantă a diodelor IMPATT; de exemplu, în cazul diodei Read cîmpul variază cu distanța conform relațiilor

$$E_{(x)} = E_m - qN_1 x/\varepsilon_s, \qquad (0 \leqslant x \leqslant b),$$
$$E_{(x)} = E_m - qN_1 b/\varepsilon_s - qN_2(x - b)/\varepsilon_s; \quad (b \leqslant x \leqslant w); \qquad (10.9)$$

prin E_m s-a notat valoarea maximă care este situată la $x = 0$.

b) **Alte tipuri de structuri IMPATT.** Mărimile care influențează puternic performanțele diodelor IMPATT sînt: (1) variația cîmpului electric cu distanța și valoarea maximă de străpungere, E_{str}, (2) lărgimea regiunii de avalanșă x_a, (3) căderea de tensiune pe regiunea de avalanșă V_a, (4) valoarea vitezei de saturație din regiunea de tranzit și (5) timpul de tranzit. Aceste mărimi sînt funcție de natura semiconductorului, de dimensiunile diferitelor regiuni ale structurii și de profilul de dopare. Cît privește profilul de dopare și dimensiunile diferitelor regiuni este bine de observat că prin modificarea parametrilor constructivi, b, w și N_1, pot fi obținute și alte structuri în care poate fi realizat modul IMPATT. Astfel, făcînd $b \to 0$ se obține dioda PIN (P^+IN^+) avînd lărgimea stratului intrinsec egală cu w; dacă $b > l_{N1}$, unde l_{N1} este lărgimea regiunii de trecere în N_1, corespunzătoare tensiunii inverse care asigură multiplicarea în avalanșă, și se ia $w = 0$, atunci structura se comportă ca o joncțiune P^+N abruptă.

Structura P^+NN^+ abruptă este arătată în figura 10.3, a; variația cîmpului cu distanța are forma din figura 10.3, c, iar integrandul de ionizare $\langle \alpha_n \rangle$ este arătat în figura 10.3, d.

Structura P^+IN^+ este arătată în figura 10.4, a; cîmpul electric se întinde pe întreaga regiune intrinsecă (fig. 10.4, c); particularitatea acestei structuri constă în faptul că regiunea de avalanșă se întinde pe toată lărgimea stratului intrinsec (fig. 10.4, d).

Considerăm o structură IMPATT din Si; pentru o concentrație N_1, dată, lărgimea regiunii de avalanșă variază cu parametrul constructiv, b, conform graficelor din figura 10.5, a, unde w este considerat parametru ($w = 2; 5; 10$ μm). Pentru valori mici ale lui b (dioda P^+IN^+), x_a este egal cu w; pentru valori mari ale lui b ($b \gtrsim 2{,}5$ μm), avem o joncțiune abruptă P^+N și x_a rămîne aproximativ constant; pentru valori intermediare, x_a variază cu b, situație care se întîlnește în diodele Read. Valorile lui x_a au fost calculate dînd valoarea 0,95 integralei de ionizare (10.8).

Graficele de variație a tensiunii de străpungere cu distanța b pentru structuri din Si avînd concentrația N_1 ca parametru sînt arătate în

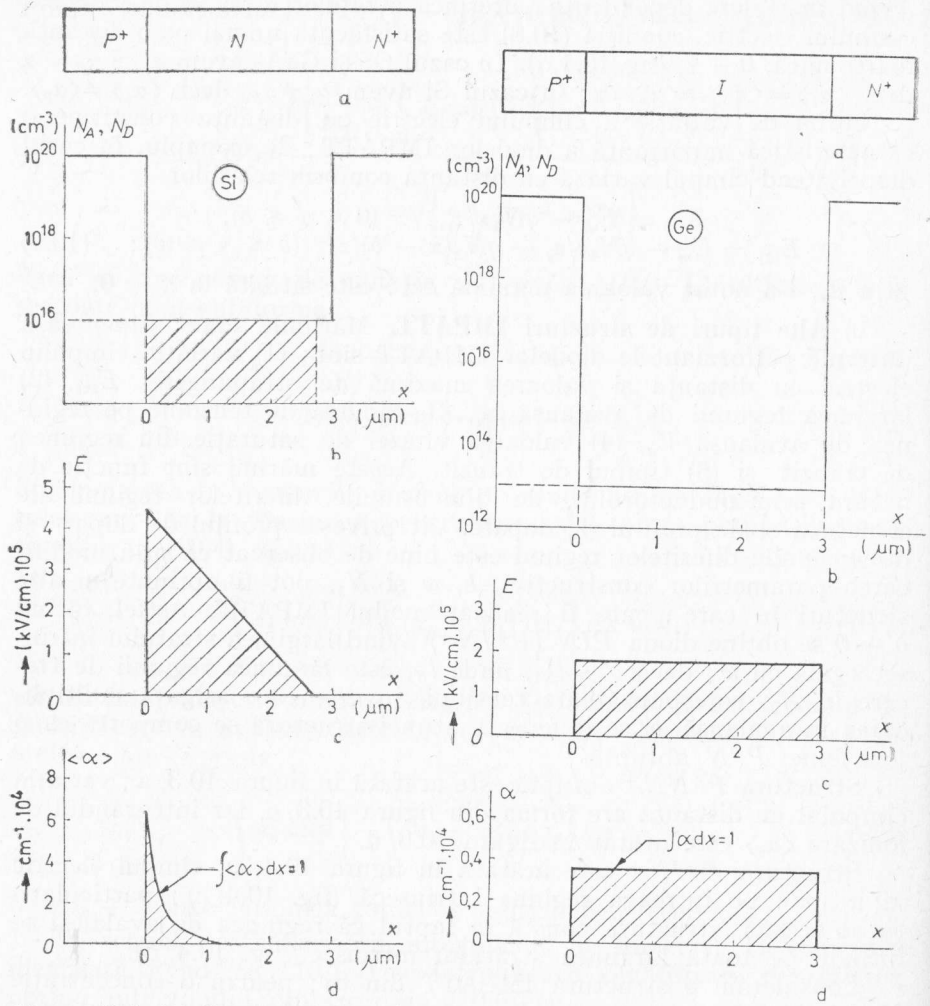


Figura 10.3. Diodă IMPATT de tipul P^+NN^+: a — structura fizică; b — concentrațiile de dopare; c — distribuția cîmpului electric; d — regiunea de multiplicare în avalanșă.

Figura 10.4. Diodă IMPATT de tipul P^+IN^+: a — structură fizică; b — concentrații de dopare; c — distribuția cîmpului electric; d — regiunea de avalanșă.

figura 10.5, b; pentru $b \to 0$ graficul indică tensiunea de străpungere a diodei P^+IN^+ (alăturat, în stînga graficului, este arătată lărgimea stratului intrinsec al acestei diode); pentru valori intermediare ale lui b, structura reprezintă o diodă Read în care tensiunea de străpungere variază cu b, anume V_{str} scade pe măsură ce b crește. Linia

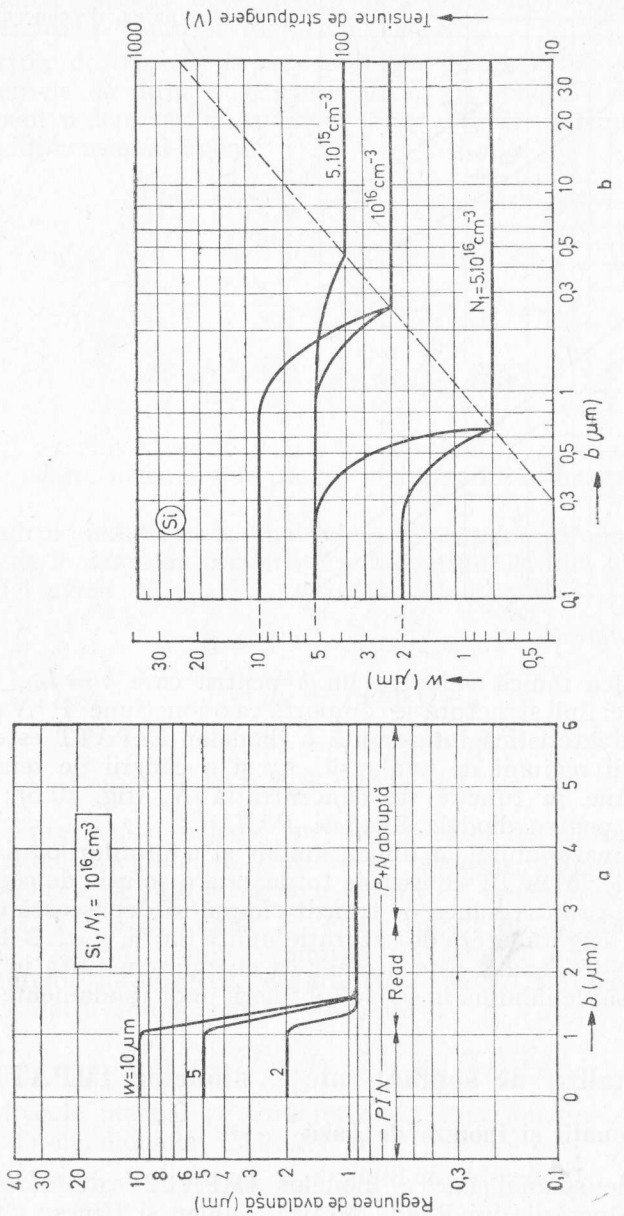


Figura 10.5. Influența parametrului b asupra performanțelor diodei IMPATT din Si; a — variația lărgimii regiunii de avalanșă; b — variația tensiunii de străpungere.

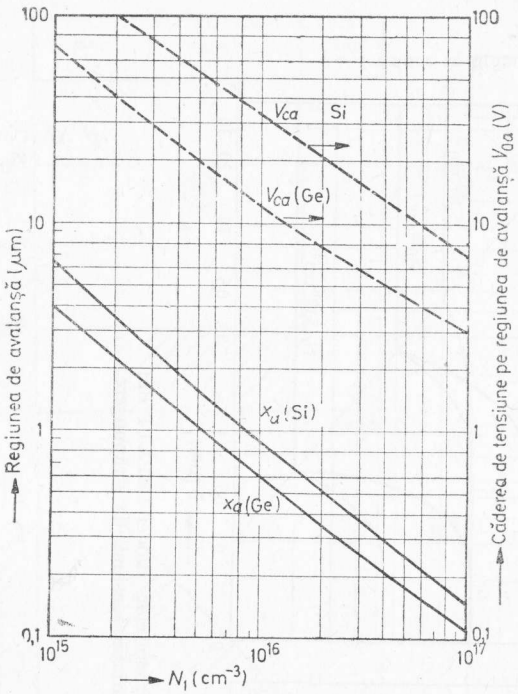


Figura 10.6. Dependența regiunii de avalanșă și a căderii de tensiune pe ea, de concentrația N_1.

punctată oblică indică valoarea lui b pentru care $b = l_{N1}$, adică la dreapta acestei linii structura se comportă ca o joncțiune P^+N abruptă.

O altă caracteristică interesantă a diodelor IMPATT este dependența lărgimii regiunii de avalanșă, x_a, și a căderii de tensiune pe această regiune în funcție de concentrația N_1 (fig. 10.6); curbele sînt valabile pentru diodele Read și P^+N.

Alegerea materialului, a dimensiunilor și a profilurilor de dopare pentru diodele IMPATT constituie totdeauna o soluție de compromis. Se urmărește ca în regiunea de tranzit cîmpul să depășească o valoare minimă, care asigură viteza de saturație limită (la Si, $E_{\min} \gtrsim 10^4$V/cm); de asemenea, totdeauna este necesar ca energia cheltuită în regiunea de avalanșă să fie minimă în scopul obținerii unor randamente ridicate.

X.2. Analiza de semnal mic a diodelor IMPATT

X.2.1. Ecuații și ipoteze de bază

Teoria de semnal mic a diodelor IMPATT este dezvoltată în principal în lucrările lui Read, Misawa, Gilden și Hines; alte lucrări ulterioare aduc precizări sau dezvoltări utile.

Ne vom referi întîi la o diodă Read în care regiunile de avalanșă și de tranzit sînt distincte; teoria de semnal mic a acestei structuri este prezentată conform lucrărilor [76, 87].

Ecuațiile de bază de la care pornește orice analiză sînt (neglijînd componentele de difuzie ale curenților): (1) ecuația lui Poisson, (2) ecuații pentru densități de curent și (3) ecuații de continuitate; pentru cazul unidimensional avem:

$$\partial E/\partial x = q(N_D^+ - N_A^- + p - n)/\varepsilon_s, \tag{10.10}$$

$$J = J_n + J_p = qnv_{sn} + qpv_{sp}, \tag{10.11}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q}\frac{\partial J_n}{\partial x} = \alpha_n n v_{sn} + \alpha_p p v_{sp}, \tag{10.12}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q}\frac{\partial J_p}{\partial x} = \alpha_n n v_{sn} + \alpha_p p v_{sp}, \tag{10.13}$$

unde: v_{sn}, v_{sp} sînt vitezele de saturație (limită), α_n, α_p sînt ratele de ionizare; aceste mărimi sînt funcții neliniare de intensitatea cîmpului aplicat.

În cadrul analizei de semnal mic se presupune că cîmpul, curentul și ratele de ionizare au o componentă continuă și una alternativă de r.f.; astfel avem

$$E = E_0 + \tilde{E}\exp(j\omega t), \tag{10.14}$$

$$J = J_0 + \tilde{J}\exp(j\omega t), \tag{10.15}$$

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + \tilde{\alpha}\exp(j\omega t), \\ (\bar{\alpha} &= \bar{\alpha}_0 + \tilde{\alpha}\exp(j\omega t) \end{aligned}\right\} \tag{10.16}$$

unde $\bar{\alpha}$ reprezintă o valoare mediată a ratei de ionizare, rezultată din evaluarea integralei de ionizare pe întreaga regiune de avalanșă. Se va observa că prin utilizarea notației $\alpha' = \partial\alpha/\partial E$, se poate face substituția $\tilde{\alpha} = \alpha'\tilde{E}_a$, unde $\tilde{E}_a$ este cîmpul de r.f. în regiunea de avalanșă. Evident, punînd condiția de semnal mic, amplitudinile componentelor alternative, notate cu $\sim$ (tilda), trebuie să fie mult mai mici decît componentele continue:

$$\tilde{E} \ll E_0,\ \tilde{J} \ll J_0,\ \tilde{\alpha} \ll \alpha_0,\ \tilde{\alpha} \ll \bar{\alpha}_0.$$

Principalele mărimi ce caracterizează funcționarea și performanțele de r.f. ale diodelor IMPATT sînt:

1) *Timpul de tranzit*, τ_{tr}, *și unghiul de tranzit*, θ_{tr}, definite prin relațiile

$$\tau_{tr} = w/v_s,\quad \theta_{tr} = \omega\tau_{tr} = \omega w/v_s, \tag{10.17}$$

unde w reprezintă lărgimea totală a regiunii de trecere pe care se întinde cîmpul electric.

2) *Impedanța și admitanța de r.f.*

$$\underline{Z} = \frac{\tilde{V}}{\tilde{I}} = R + jX, \quad \underline{Y} = \frac{1}{\underline{Z}} = G + jB, \tag{10.18}$$

unde $\tilde{V}$, $\tilde{I}(\tilde{I} = \tilde{J}A$, iar A este aria transversală) sînt componentele de r.f. ale tensiunii, respectiv curentului; $\tilde{I}$ include atît componenta de conducție prin intermediul purtătorilor de sarcină cît și pe cea de deplasare.

3) *Frecvența de rezonanță*, f_r, este frecvența pentru care susceptanța B devine zero (se schimbă de la inductiv spre capacitiv).

4) *Frecvența de tăiere*, f_c, reprezintă o frecvență limită, pentru care conductanța G devine zero, schimbîndu-și semnul de la pozitiv spre negativ.

5) *Factorul de calitate*, Q, definit prin raportul

$$Q = B/G; \tag{10.19}$$

dacă G este negativ și Q va fi negativ. Pentru schemele de oscilație Q este negativ și se preferă valori mici, deoarece factorul de creștere a oscilațiilor este dependent de Q conform relației $g = -1/2Q$.

6) *Frecvența optimă*, f_{opt}, este frecvența pentru care, în condițiile unui curent continuu fixat, factorul de calitate Q are valoarea minimă.

X.2.2. **Teoria Read-Gilden-Hines. Impedanța totală**

Rezolvarea sistemului de ecuații (10.10)—(10.13) sub formă generală constituie o sarcină extrem de laborioasă, dacă nu imposibilă. Pentru găsirea de soluții aproximative se introduce o serie de ipoteze simplificatoare: (1) ratele de ionizare ale electronilor și golurilor sînt egale, $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$; (2) vitezele de saturație sînt egale și nu depind de cîmp, $v_{sn} = v_{sp} = v_s = \text{const}$; (3) structura Read poate fi împărțită în trei regiuni distincte (fig. 10.7, a): (a) regiunea de avalanșă, care se întinde pe un spațiu foarte mic din apropierea interfeței P^+N, (b) regiunea de tranzit, unde nu au loc generări sau pierderi de particule (toți electronii din regiunea de avalanșă traversează regiunea de tranzit și ajung la terminalul pozitiv) și (c) regiunea inactivă în care sînt concentrate rezistențele parazite. Trebuie observat că în cadrul acestui model regiunile de avalanșă și tranzit interacționează între ele prin intermediul cîmpului de r.f. (cîmpul este continuu în planul de separație a regiunilor).

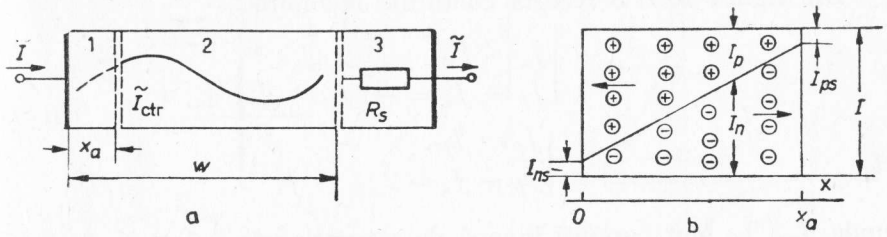


Figura 10.7. a — Regiunile structurii Read pentru calculul impedanței totale; b — explicitarea condițiilor la limită (10.25).

Pornind de la modelul din figura 10.7, a, se poate da o scurtă descriere a proceselor de r.f. din dioda Read. În primul rînd, trebuie precizat că în orice secțiune a diodei curentul total de r.f. este constant și egal cu suma celor două componente: de conducție și de deplasare,

$$\tilde{J}(t) = \tilde{J}_c(x,t) + \tilde{J}_d(x,t). \tag{10.20}$$

Deoarece regiunea de avalanșă este foarte subțire, J_{ca} intră imediat în regiunea de tranzit unde se propagă sub formă de undă neatenuată, modificîndu-se numai faza; astfel subzistă relația

$$\tilde{J}_{ctr} = \tilde{J}_{ca} \exp(-j\omega x/v_s) = \gamma\tilde{J} \exp(-j\omega x/v_s), \tag{10.21}$$

unde $\gamma = \tilde{J}_{ca}/\tilde{J}$ reprezintă raportul dintre componenta de conducție a curentului din regiunea de avalanșă și curentul total. Curentul de deplasare din regiunea de tranzit este

$$\tilde{J}_{dtr} = j\omega\varepsilon_s E_{tr}(x); \tag{10.22}$$

ținînd cont de ultimele trei relații, se obține expresia cîmpului de r.f. în funcție de curent

$$\tilde{E}_{tr}(x) = \frac{\tilde{J}[1 - \gamma \exp(-j\omega x/v_s)]}{j\omega\varepsilon_s}. \tag{10.23}$$

a) **Regiunea de avalanșă.** Adunăm ecuațiile (10.12) și (10.13) și ținem cont de (10.11); prin integrare între limitele 0 și x_a se obține

$$\tau_a \frac{dJ}{dt} = -(J_p - J_n)\Big|_0^{x_a} + 2J\int_0^{x_a} \alpha dx, \tag{10.24}$$

unde $\tau_a = x_a/v_s$ este timpul de tranzit al regiunii de avalanșă.

Din figura 10.7, b rezultă condițiile la limită

$$\left.\begin{aligned} x = 0, \quad & \begin{cases} J_n = J_{ns}, \\ J_p - J_n = -2J_{ns} + J, \end{cases} \\ x = x_a, \quad & \begin{cases} J_p = J_{ps}, \\ J_p - J_n = 2J_{ps} - J, \end{cases} \end{aligned}\right\} \tag{10.25}$$

unde J_{ns}, J_{ps} sînt curenții inverși de saturație, de valori foarte mici ($J_{ns} + J_{ps} = J_s$). Introducînd aceste condiții în (10.24) rezultă

$$\frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}t} = \frac{2J}{\tau_a}\left(\int_0^{x_a} \alpha \mathrm{d}x - 1\right) + \frac{2J_s}{\tau_a}. \tag{10.26}$$

În regim de curent continuu, $J = J_0$ și ultima ecuație devine

$$\frac{J_s}{J_0} = 1 - \int_0^w \alpha \, \mathrm{d}x, \tag{10.27}$$

de unde rezultă că pe măsură ce integrala de ionizare se apropie de unitate, curentul J_0 crește rapid, tinzînd la infinit.

Au fost propuse două căi de rezolvare a ecuației (10.26) : (1) dependența ratei de ionizare de cîmp se aproximează prin $(\alpha/\alpha_0) = (E/E_0)^m$ [78] unde $E_0 \simeq E_{cr}$ reprezintă cîmpul continuu critic pentru care integrala de ionizare devine egală cu unitatea ; (2) se ia o valoare normală a ratei de ionizare $\bar{\alpha}$ [87].

Urmărind a doua cale și neglijînd pe J_s, ecuația (10.26) se simplifică

$$\frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}t} = \frac{2J}{\tau_a}(\bar{\alpha}x_a - 1). \tag{10.28}$$

Ținînd cont de egalitatea $\tilde{\alpha} = \alpha'\tilde{E}_a$, relația (10.16) pentru valori mediate devine

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_0 + \alpha'\tilde{E}_a \exp(j\omega t); \tag{10.29}$$

prin multiplicare cu x_a se obține

$$\bar{\alpha}x_a = 1 + x_a\alpha'\tilde{E}_a \exp(j\omega t), \tag{10.30}$$

în care s-a presupus că procesul de multiplicare în avalanșă este asigurat de către componenta continuă $\bar{\alpha}_0 x \simeq 1$. Introducînd (10.15)

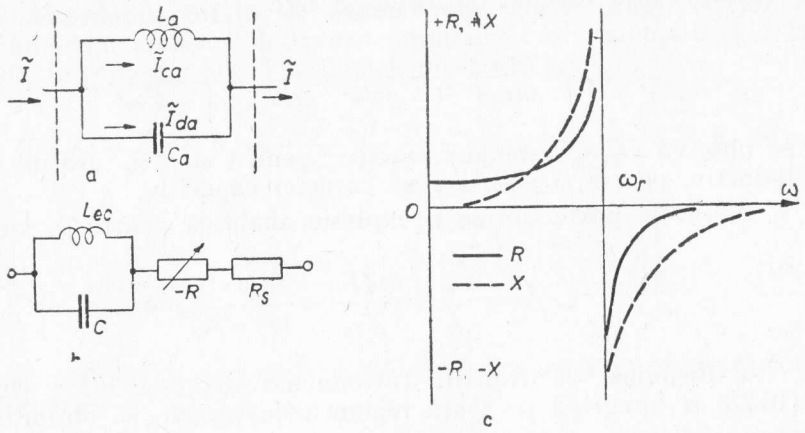


Figura 10.8. Circuitul echivalent și impedanța diodei Read : a — circuitul echivalent al regiunii de avalanșă ; b — circuitul echivalent pentru frecvențe $\omega > \omega_r$; c — variația impedanței totale.

și (10.30) în (10.28) și neglijînd produsele de ordin superior, se obține expresia curentului de conducție din regiunea de avalanșă

$$\tilde{J}_{ca} = \frac{2x_a\alpha'\tilde{E}_aJ_0}{j\omega\tau_a}. \tag{10.31}$$

Componenta de deplasare a curentului din regiunea de avalanșă are expresia

$$\tilde{J}_{da} = j\omega\varepsilon_s\tilde{E}_a. \tag{10.32}$$

Din ultimile două relații se observă că $\tilde{J}_{ca}$ variază invers proporțional cu ω, la fel ca într-o bobină de inducție, iar $\tilde{J}_{da}$ variază direct proporțional cu ω, la fel ca într-un capacitor. Astfel, regiunea de avalanșă se comportă ca un circuit LC paralel (fig. 10.8, a), unde

$$L_a = \tau_a/2\alpha' AJ_0, \; C_a = \varepsilon_s A/x_a ; \tag{10.33}$$

frecvența de rezonanță corespunzătoare acestui circuit echivalent este

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_aC_a}} = k_a\sqrt{J_0}, \tag{10.34}$$

unde $k_a = (1/2\pi)(2\alpha' v_s/\varepsilon_s)^{1/2}$. O constatare importantă este aceea că f_r este direct proporțională cu rădăcina pătrată din componenta continuă a curentului.

Impedanța regiunii de avalanșă este

$$\underline{Z}_a = \frac{x_a}{j\omega\varepsilon_s A}\,\frac{1}{1-\omega_r^2/\omega^2} = \frac{1}{j\omega C_a}\,\frac{1}{1-\omega_r^2/\omega^2}; \qquad (10.35)$$

se observă că $\underline{Z}_a$ este pur reactiv: pentru $\omega < \omega_r$ are un caracter inductiv, pentru $\omega > \omega_r$ are un caracter capacitiv.

Acum se poate obține o expresie analitică pentru γ, anume

$$\gamma = \frac{\tilde{J}_{ca}}{\tilde{J}} = \frac{\underline{Z}_a}{\underline{X}_{La}} = \frac{1}{1-\omega^2/\omega_r^2}. \qquad (10.36)$$

b) **Regiunea de tranzit.** Introducînd expresia lui γ (10.36) în (10.23) și integrînd pe toată regiunea de tranzit, se obține expresia tensiunii la bornele acestei regiuni

$$\tilde{V}_{tr} = \tilde{J}\,\frac{(w-x_a)}{j\omega\varepsilon_s}\left[1 - \frac{1}{1-\omega^2/\omega_r^2}\,\frac{1-\exp(-j\theta_{tr})}{j\theta_{tr}}\right], \qquad (10.37)$$

unde (ținînd cont de modelul din figura 10.7, a)

$$\tau_{tr} = (w-x_a)/v_s, \quad \theta_{tr} = w\tau_{tr}. \qquad (10.38)$$

Avînd în vedere că regiunea de tranzit are capacitatea $C_{tr} = \varepsilon_s A/(w-x_a)$, impedanța totală a acestei regiuni are expresia [87]

$$\underline{Z}_{tr} = \frac{V_{tr}}{\tilde{J}A} = \frac{1}{\omega C_{tr}}\left[\frac{1}{1-\omega^2/\omega_r^2}\,\frac{1-\cos\theta_{tr}}{\theta_{tr}}\right] + \frac{j}{\omega C_{tr}} \times$$

$$\times\left[-1 + \frac{1}{1-\omega^2/\omega_r^2}\,\frac{\sin\theta_{tr}}{\theta_{tr}}\right] = R + jX. \qquad (10.39)$$

La frecvențe $\omega > \omega_r$, partea reală devine negativă, exceptînd unghiurile $\theta_{tr} = 2n\pi$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ unde devine zero: la frecvențe $\omega < \omega_r$, partea reală reprezintă o rezistență pozitivă, tinzînd la o valoare limită

$$R_{(\omega\to 0)} = R_0 = (w-x_a)^2/2\varepsilon_s A v_s; \qquad (10.40)$$

această rezistență este urmarea faptului că pe regiunea de tranzit are loc o cădere de tensiune continuă.

c) **Impedanța totală de semnal mic.** Suma impedanțelor din regiunile de avalanșă și de tranzit, împreună cu rezistența de pierderi, R_s, dă impedanța totală a diodei Read [87],

$$\underline{Z} = \underline{Z}_a + \underline{Z}_{tr} + R_s = \frac{(w-x_a)^2}{2\varepsilon_s A v_s}\,\frac{1}{1-\omega^2/\omega_r^2}\,\frac{1-\cos\theta_{tr}}{\theta_{tr}^2/2} + R_s +$$

$$+ \frac{j}{\omega C_{tr}}\left[\left(\frac{\sin\theta_{tr}}{\theta_{tr}} - 1\right) - \left(\frac{\dfrac{\sin\theta_{tr}}{\theta_{tr}} + \dfrac{x_a}{w-x_a}}{1-\omega_r^2/\omega^2}\right)\right]; \qquad (10.41)$$

pentru unghiuri de tranzit mici $\theta_{tr} < \pi/4$, expresia impedanței totale se simplifică

$$\underline{Z} = \frac{(w-x_a)^2}{2\varepsilon_s A v_s(1-\omega^2/\omega_r^2)} + R_s + \frac{j}{\omega C}\left(\frac{-1}{1-\omega^2/\omega_r^2}\right), \qquad (10.42)$$

unde $C = \varepsilon_s A/w$ reprezintă capacitatea totală a regiunii sărăcite a diodei. Primul termen din (10.42) reprezintă o rezistență care este pozitivă pentru $\omega < \omega_r$ și negativă pentru $\omega > \omega_r$; al treilea termen reprezintă o reactanță și corespunde unui circuit paralel compus din capacitatea C și o inductanță echivalentă. Reactanța este inductivă pentru $\omega < \omega_r$ și capacitivă pentru $\omega > \omega_r$. Circuitul echivalent corespunzător frecvențelor $\omega > \omega_r$ este arătat în figura 10.8, b; variația impedanței totale cu frecvența este arătată în figura 10.8, c.

X.2.3. Teoria de semnal mic generalizată (Misawa)

În lucrările lui Misawa este dezvoltată în două etape o teorie generalizată de semnal mic; această teorie se referă întîi la o structură P^+IN^+, apoi este extinsă la o structură IMPATT oarecare.

Ecuația lui Poisson și ecuațiile de continuitate pot fi puse sub forma

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_s}(N_D^+ - N_A^-) + \frac{1}{\varepsilon_s v_s}(J_p - J_n), \qquad (10.43)$$

$$\frac{1}{v_s}\,\frac{\partial J_n}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha(J_n + J_p), \qquad (10.44)$$

$$\frac{1}{v_s}\,\frac{\partial J_p}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha(J_n + J_p). \qquad (10.45)$$

Ţinînd cont de condiţiile de semnal mic (relaţiile (10.14)—(10.16)) şi referindu-ne numai la componentele de r.f., din ultimele trei ecuaţii rezultă

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = \frac{-1}{\varepsilon_s v_s}(\tilde{J}_p - \tilde{J}_n), \tag{10.46}$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} = \bar{\alpha}_0(\tilde{J}_n + \tilde{J}_p) + \alpha'\tilde{E}(J_{n0} + J_{p0}) - \frac{j\omega}{v_s}\tilde{J}_n, \tag{10.47}$$

$$\frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} = -\bar{\alpha}_0(\tilde{J}_n + \tilde{J}_p) - \alpha'\tilde{E}(J_{n0} + J_{p0}) + \frac{j\omega}{v_s}\tilde{J}_p; \tag{10.48}$$

desigur, trebuie avut în vedere că totdeauna subzistă relaţia

$$\tilde{J}_n + \tilde{J}_p + j\omega\varepsilon_s\tilde{E} = \tilde{J} = \text{const.} \tag{10.49}$$

Combinînd ecuaţiile (10.46)—(10.49) se obţine

$$\frac{\partial^2\tilde{E}}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega^2}{v_s^2} - \frac{2\alpha' J_0}{v_s\varepsilon_s} + \frac{j2\omega\bar{\alpha}_0}{v_s}\right)\tilde{E} = \left(\frac{2\bar{\alpha}_0}{v_s\varepsilon_s} - \frac{j\omega}{\varepsilon_s v_s^2}\right)\tilde{J}. \tag{10.50}$$

Dacă se presupune că pe întreaga regiune sărăcită cîmpul electric este constant (de exemplu, structura P^+IN^+ vezi figura 10.4) $\bar{\alpha}_0$ nu depinde de coordonate; în acest caz ecuaţia (10.50) va avea coeficienţi constanţi şi admite soluţia elementară de forma

$$\tilde{E} = A_1\exp(jkx) + A_2\exp(-jkx) + \frac{[2\bar{\alpha}_0 - j(\omega/v_s)]}{\varepsilon_s v_s k^2}, \tag{10.51}$$

unde A_1, A_2 sînt constante de integrare, iar k^2 are expresia

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v_s^2} - \frac{2\alpha'}{\varepsilon_s v_s}J_0 + \frac{j2\omega\bar{\alpha}_0}{v_s}. \tag{10.52}$$

Prin integrarea ecuaţiei (10.51) se obţine expresia tensiunii $\tilde{V}(x)$; din ecuaţiile (10.51) şi (10.46)—(10.48) se pot scoate expresiile curenţilor $\tilde{J}_n$ şi $\tilde{J}_p$. Dacă constantele de integrare A_1, A_2 sînt determinate din condiţiile la limită, atunci se poate găsi expresia impedanţei de semnal mic. Aşa cum rezultă din teoria lui Misawa, în cazul diodelor P^+IN^+ partea reală a impedanţei este totdeauna negativă, chiar la frecvenţe joase, partea imaginară variază cu frecvenţa analog ca la dioda Read.

Consideraţii asupra soluţiilor generalizate. Din cele expuse mai sus, rezultă că în diodele Read regiunea de avalanşă se întinde pe un spaţiu mic, care poate fi considerat total separat de spaţiul de tranzit; în diodele P^+IN^+ regiunea de avalanşă se confundă cu cea

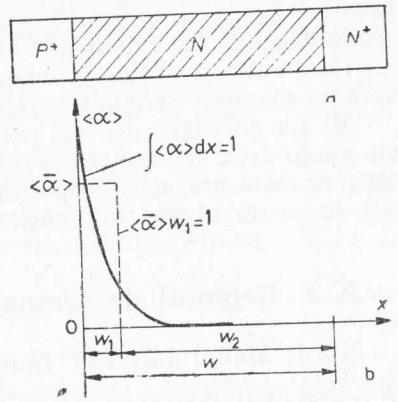


Figura 10.9. Modelul generalizat de „straturi uniforme multiple": a — structura P^+NN^+; b — variaţia reală a ratei de ionizare şi conceptul de straturi uniforme.

de tranzit. Prin utilizarea modelului generalizat de „straturi uniforme multiple" [88] pot fi studiate toate situaţiile intermediare dintre cele două cazuri limită.

Considerăm, de exemplu, o structură P^+NN^+ (fig. 10.9, a) pentru care rata de ionizare variază cu distanţa, conform figurii 10.9, b. Această variaţie reală a lui $\langle\alpha\rangle$ în regiunea sărăcită, w, este împărţită în două regiuni (straturi): (1) în regiunea 1, de lărgime w_1 ($\simeq x_a$), se aproximează că rata de ionizare este constantă şi are valoarea mediată $\langle\bar{\alpha}\rangle$ astfel încît să asigure multiplicarea în avalanşă $w_1\langle\bar{\alpha}\rangle = 1$; (2) în regiunea 2, de lărgime w_2, se presupune $\alpha = 0$, $\alpha' = 0$; astfel mărimile $\tilde{E}$, $\tilde{J}_n$, $\tilde{J}_p$, $\tilde{V}$ reprezintă unde neatenuate (k este real şi are valoarea ω/v_s). În [88] sînt date soluţii explicite şi grafice pentru diferite raporturi w_1/w şi diferite densităţi de curent.

Concluzii. Din teoria de semnal mic pot fi formulate cîteva concluzii cu privire la funcţionarea diodelor IMPATT în acest regim [2].

(1) Există o grupă mare de diode cu diferite profiluri de dopare şi distribuţii ale cîmpului electric, care, pentru anumite tensiuni de polarizare, prezintă o rezistenţă negativă în microunde.

(2) Frecvenţele f_c (de tăiere) şi f_r (rezonanţă) sînt proporţionale cu $\sqrt{J_0}$, unde J_0 este componenta continuă a densităţii de curent. Pentru un J_0 dat, frecvenţele f_c şi f_r descresc atunci cînd x_a creşte (la diodele P^+IN^+ nu există frecvenţă de tăiere).

(3) Pentru o lărgime w dată, prin lărgirea regiunii de avalanşă are loc lărgirea domeniului de valori J_0 şi V_0 pentru care există rezistenţă negativă, iar modulul acestei rezistenţe se micşorează.

(4) Pentru o diodă Read (unde $x_a/w \simeq 0{,}1$) factorul de calitate Q optim se obţine la acea densitate de curent J_0 pentru care frecvenţa este aproximativ egală cu $f_{opt} \simeq 1/2\tau_{tr}$ (sau $\theta_{tr} = \pi$). La structurile intermediare frecvenţa creşte cu raportul w_1/w şi atinge valoarea

maximă $f_{max} = 1/\tau_{tr}$ (sau $\theta = 2\pi$) pentru $w_1/w = 1/2$; apoi frecvența scade tinzînd la valoarea $f = 1/2\tau_{tr}$ pentru $w_1/w = 0{,}9$.

(5) Pentru a obține frecvențe de oscilație cît mai mari, este necesară micșorarea lărgimii totale w a regiunii sărăcite.

(6) La curenți mici de polarizare J_0, performanțele cresc odată cu micșorarea regiunii de avalanșă. Dacă se utilizează materiale cu rate de ionizare mari, rezistența negativă corespunzătoare unui Q dat se poate obține la densități mai mici de curent.

X.3. Regimul de semnal mare

X.3.1. Modul IMPATT fundamental

La diodele IMPATT, ca la orice dispozitiv de microunde, se urmărește obținerea de puteri utile mari la frecvențe cît mai ridicate, menținînd valori acceptabile ale randamentului. Puterea maximă utilă, care se poate obține este limitată de caracteristicile materialului (valoarea critică a cîmdulai la care începe avalanșa, viteza de saturație în regiunea de tranzit) și de dificultățile obținerii unor impedanțe ridicate în domeniul microundelor.

Pentru a stabili o relație aproximativă între puterea utilă, proprietățile materialului și frecvența de funcționare se pornește de la ipoteza simplificatoare, făcută de Read: $\alpha/\alpha_0 = (E/E_0)^m$. Astfel, referindu-ne la o structură Read, condiția de multiplicare în avalanșă devine

$$\int_0^{\infty} \alpha \mathrm{d}x = \int_0^{w} (E/E_0)^m \alpha_0 \mathrm{d}x = 1. \tag{10.53}$$

Tensiunea aplicată pe diodă care asigură străpungerea în avalanșă este

$$V_D = \int_0^{w} E(x)\mathrm{d}x; \tag{10.54}$$

avînd în vedere că valoarea maximă a tensiunii $V_D = V_m$ se obține cînd $E_{(x)} = E_{cr} = \text{const}$ se obține

$$V_m = wE_{cr} = \alpha_0^{-1/m} w^{(1-1/m)} E_0. \tag{10.55}$$

Din ecuația Poisson ($I = Aqnv_s$)

$$\frac{\mathrm{d}E(x)}{\mathrm{d}x} = \frac{\rho}{\varepsilon_s} = \frac{I}{\varepsilon_s v_s}, \tag{10.56}$$

prin integrare între $0 - E_{cr}$ și $0 - w$ rezultă

$$I_m \simeq \varepsilon_s v_s A E_{cr}/w. \tag{10.57}$$

Puterea maximă teoretică, care se poate obține de la structură, este

$$P_m = V_m I_m = \varepsilon_s v_s A E_{cr}^2 = \varepsilon_s v_s \alpha_0^{-2/m} \cdot w^{-2/m} \cdot E_0^2. \tag{10.58}$$

Ultima relație poate fi pusă sub formă convenabilă prin luarea în considerare a unor parametri ai diodelor: (1) capacitatea regiunii sărăcite, $C = \varepsilon_s A/w$; (2) timpul de tranzit, $\tau_{tr} = w/v_s$; (3) frecvența caracteristică de tăiere, $f = 1/2\tau_{tr}$. Acum ecuația (10.58) poate fi pusă sub forma

$$P_m = \frac{\alpha_0^{-2/m} w^{-2m} \cdot E_0^2 v_s^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{X_c f^2}, \tag{10.59}$$

unde $X = 1/2\pi fC$; din ultima relație rezultă că puterea maximă este limitată de către caracteristicile materialului și dimensiunile diodei și variază invers proporțional cu pătratul frecvenței.

Analiza diodelor IMPATT în regim de semnal mare pornește tot de la ecuațiile de bază (10.10)—(10.13); fiind dată complexitatea de rezolvare sub formă analitică generală, se recurge la metode numerice. Pentru o structură dată se caută soluții numerice ale ecuațiilor de generare și transport al purtătorilor și ale ecuației de echilibru a sarcinii spațiale. Soluțiile obținute pe calculator descriu evoluția în timp a diodei și a circuitului extern asociat. Există două moduri de funcționare a diodelor IMPATT în regim de semnal mare: modul IMPATT fundamental și modul IMPATT de mare randament. În continuare este descris succint modul IMPATT fundamental [90]. Din punctul de vedere al funcționării dispozitivului acest mod este similar cu regimul de semnal mic: în regiunea de avalanșă sînt generați purtătorii care traversează regiunea de tranzit cu viteza de saturație.

Puterea și randamentul au valori maxime dacă se presupune o funcționare cvasiideală. În regiunea de avalanșă este generat un impuls puternic de sarcină spațială Q_m (însă fără a reduce cîmpul din regiunea de tranzit sub valoarea ce asigură viteza de saturație). Prin deplasarea acestei sarcini, în regiunea de tranzit ia naștere o componentă alternativă de r.f. a tensiunii a cărei amplitudine este aproximativ egală cu 1/2 din valoarea medie a tensiunii pe regiunea de tranzit. La frecvența optimă ($f_{opt} = v_s/2w$) deplasarea sarcinii Q_m dă naștere unui curent de convecție defazat cu π față de tensiunea de r.f. Dacă se presupune că valoarea medie a curentului este J_0, atunci curentul de convecție poate varia între 0 și $2J_0$; aproximînd forma curentului printr-o undă dreptunghiulară amplitudinea componentei de r.f. este $2J_0/\pi$; astfel puterea alternativă care poate fi extrasă este

$$P_{\sim} = \frac{2J_0 A}{\pi} \frac{V_{0tr}}{2}. \tag{10.60}$$

Puterea continuă aplicată pe diodă este $P_0 = J_0 A(V_{0a} + V_{0tr})$; astfel randamentul are expresia

$$\eta = \frac{P_\sim}{P_0} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{1 + V_{0a}/V_{0tr}}. \qquad (10.61)$$

În această expresie s-a neglijat componenta de r.f. a puterii din regiunea de avalanșă, întrucît ea are un caracter reactiv ca urmare a faptului că curentul este defazat față de tensiune cu $\pi/2$; de asemenea, s-a neglijat și componenta de deplasare a curentului, care este reactivă față de tensiunea de r.f. Randamentul este influențat de raportul V_{0a}/V_{0tr}: în Ge și GaAs, unde se poate realiza $V_{0a}/V_{0tr} \simeq 1/3$, s-a obținut $\eta = 23\%$; în Si, unde $\alpha_n \simeq 10\ \alpha_p, V_{0a}/V_{0rt} \simeq 1$ și $\eta \simeq 15\%$. În cazul idealizat, $V_{0a} \ll V_{0rt}$ avem $\eta \simeq 30\%$.

Pentru o construcție dată, randamentul depinde esențial de densitatea curentului J_0 (A/cm²). În cazul unei diode Read $P^+N\nu N^+$, cu $N_1 = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_2(\nu) = 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $b = 1\ \mu\text{m}$, $w = 6\ \mu\text{m}$, rezultatele obținute pe calculator [80] sînt arătate în figura 10.10, situațiile succesive a, b, c, d fiind separate prin $\pi/2$. La densitatea $J_0 = 1\,000$ A/cm² ($f \simeq 13{,}4$ GHz) randamentul are valoarea $\eta \simeq 9\%$;

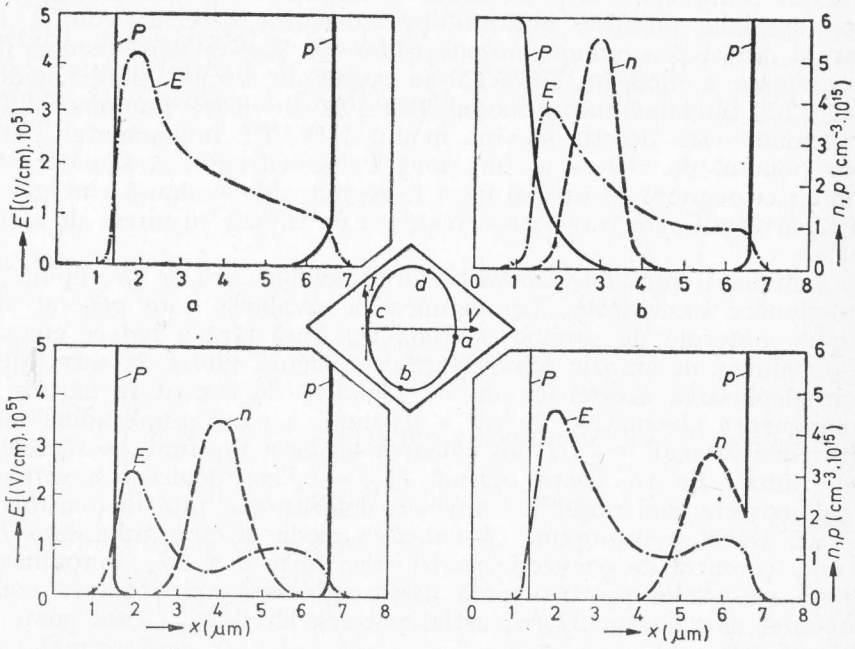


Figura 10.10. Modul IMPATT fundamental de semnal mare; variația cîmpului electric și concentrațiilor n, p cu distanța pentru 4 momente ale unui ciclu de oscilație.

micșorînd densitatea la $J_0 = 200$ A/cm² ($f \simeq 9{,}6$ GHz) se obține $\eta = 18\%$. În figură este inserată și diagrama fazorială $I(V)$ referitoare la componentele de r.f.; pe diagramă sînt marcate cele patru puncte distanțate prin $\pi/2$.

Din descrierea proceselor și graficelor din figura 10.10 pot fi desprinse cîteva concluzii cu privire la funcționarea diodelor IMPATT (P^+NIN^+) în modul fundamental de semnal mare: (1) procesul de generare a electronilor și golurilor începe cînd tensiunea inversă este maximă (componenta de r.f. este maximă și are aceeași polaritate cu componenta continuă) și impulsul de sarcină spațială este total format după un sfert de perioadă (fig. 10.11); (2) golurile dispar imediat din regiunea activă de avalanșă (intră în regiunea P^+), iar electronii traversează regiunea de tranzit în intervalul de aproximativ o jumătate de perioadă cînd tensiunea de r.f. are polaritatea opusă față de componenta continuă; cîmpul de r.f. este frînant pentru electroni, deci are loc un transfer de energie de la electroni spre cîmpul de r.f., fapt ce explică apariția rezistenței negative în domeniul microundelor; în restul intervalului de un sfert de perioadă are loc scoaterea sarcinilor remanente din regiunea activă, tensiunea se apropie din nou de valoarea maximă și începe un nou proces de generare a electronilor etc.; (3) există un curent de deplasare important care este reactiv față de tensiunea de r.f.; (4) obținerea unor oscilații intense necesită indici de modulație mari (raportul dintre amplitudinea componentei de r.f. și cea continuă) fapt ce se poate realiza în cazul unor regiuni de avalanșă mai întinse; (5) randamentul crește odată cu micșorarea densității de curent J_0.

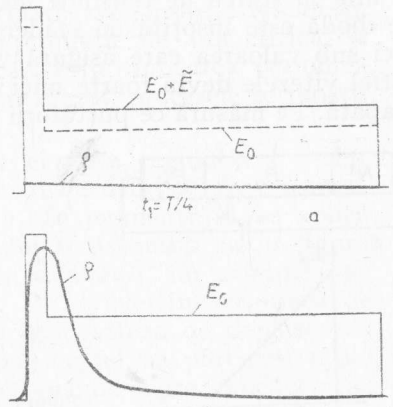


Figura 10.11. Procese de funcționare a modulului IMPATT fundamental pentru două momente distanțate cu $T/4$.

X.3.2. Modul IMPATT de mare randament (TRAPATT)

În lucrarea [90] a fost pus în evidență experimental un nou mod de oscilație în diodele IMPATT; caracteristicile principale ale acestui mod sînt: (1) randament foarte ridicat ($\eta \simeq 60\%$), (2) frecvență de oscilație mult mai mică decît cea corespunzătoare timpului de tranzit, (3) în momentul startării oscilațiilor are loc scăderea bruscă a tensiunii pe diodă și creșterea curentului de polarizare și (4) puteri mari de ieșire. Explicația fizică a acestui mod precum și studiul detaliat prin simulare pe calculator sînt date în lucrările [91, 92]; acest mod particular este numit TRAPATT (*Tra*pped *P*lasama *A*valanche *T*riggered *T*ransit). Funcționarea continuă a unei diode TRAPATT este realizată în lucrarea [93], utilizîndu-se o structură din Ge.

Structurile TRAPATT cele mai utilizate sînt P^+NN^+ (sau N^+PP^+) cu joncțiunea abruptă, polarizată invers. Spre deosebire de modul IMPATT fundamental, care decurge din teoria inițială a lui Read și la procesele din regiunea activă (de tranzit) participă un singur tip de purtători, în modul TRAPATT procesele din regiunea activă implică ambele tipuri de purtători, electroni și goluri.

Considerăm structura N^+PP^+ din figura 10.12, a, pe care este aplicată o tensiune inversă, apropiată de cea necesară străpungerea în avalanșă; variația cîmpului este arătată în figura 10.12, b. Dacă peste această tensiune se aplică un salt rapid de tensiune, rezultă o avalanșă puternică la interfața N^+P. Particularitatea modului TRAPATT constă în faptul că regiunea de avalanșă se propagă prin regiunea de tranzit, producînd în urma sa o plasmă de mare concentrație, formată din electroni și goluri; această plasmă produce scăderea tensiunii pe diodă; astfel dioda este comutată într-o stare de tensiune mică și curent mare (înainte de declanșarea avalanșei, dioda se află în starea de tensiune mare și curent mic). Scăderea tensiunii pe diodă este însoțită de scăderea cîmpului electric în regiunea plasmei sub valoarea care asigură vitezele de saturație ale purtătorilor; astfel vitezele devin foarte mici și în regiunea activă există o plasmă trapată. Pe măsură ce purtătorii ies din regiunea activă, cîmpul revine

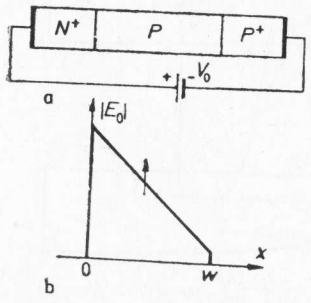
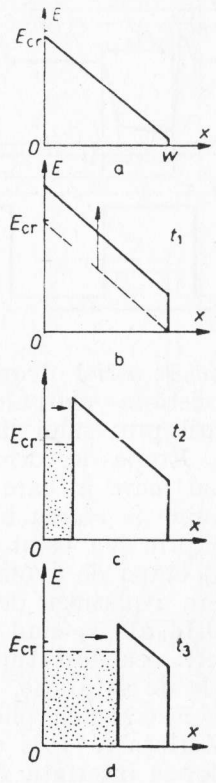


Figura 10.12. Modul TRAPATT: a — structura N^+PP^+; b — variația cîmpului electric pentru o tensiune mai mică decît cea de străpungere.

Figura 10.13. Declanșarea și propagarea plasmei trapate: a — distribuția cîmpului electric înainte de aplicarea saltului de tensiune; b — aplicarea saltului de tensiune; c, d — formarea și propagarea plasmei trapate.



treptat la valoarea și configurația anterioară declanșării avalanșei, tensiunea crește la valoarea inițială (apropiată de cea critică) și curentul scade la o valoare relativ mică. Prin aplicarea periodică a unui salt de tensiune care declanșează avalanșa, procesele se repetă periodic trecînd prin cele două stări.

Declanșarea avalanșei și propagarea ei spre regiunea P^+ sînt arătate în figura 10.13; înainte de aplicarea salturilor de tensiune, cîmpul are distribuția din figura 10.13, a. În momentul t_1 se aplică saltul de tensiune și configurația cîmpului se schimbă ca în figura 10.13, b; se declanșează multiplicarea în avalanșă, iar regiunea de avalanșă se deplasează spre regiunea P^+, traversînd regiunea de tranzit, formînd în urma ei plasma trapată; viteza de deplasare a avalanșei (frontului) este mare ($v_{av} \gtrsim 3v_s$) astfel ea parcurge rapid regiunea activă pe care o umple cu plasmă de mare concentrație. Trebuie observat că pe durata deplasării frontului avalanșei spre dreapta are loc scăderea cîmpului ce produce multiplicarea în ava-

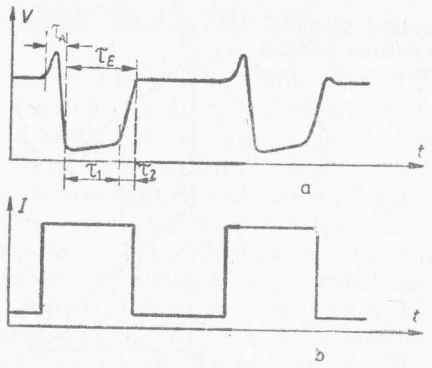


Figura 10.14. Variațiile tensiunii și curentului în cazul regimului TRAPATT: a — variațiile tensiunii; b — variațiile curentului.

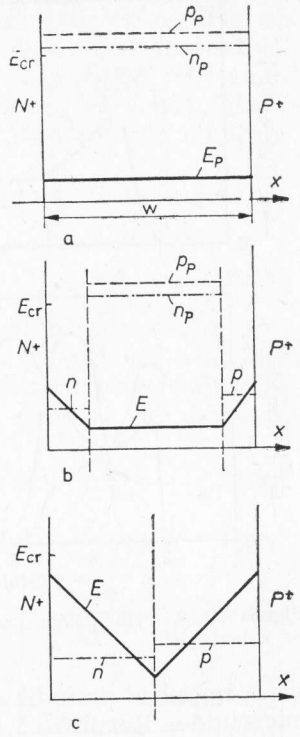
lanșă; astfel o condiție importantă de realizare a modului TRAPATT constă în valori ale cîmpului mult mai mari decît cea necesară declanșării procesului de avalanșă.

Etapa de formare a plasmei este urmată de o etapă de durată mai mare în care plasma este extrasă din regiunea activă și dioda revine la starea inițială. Variațiile idealizate ale tensiunii și curentului prin diodă sînt arătate în figura 10.14. Un ciclu complet cuprinde: (1) etapa de avalanșă tranzitorie, de durată τ_A; (2) etapa de extragere a plasmei, de durată τ_E, în care distingem două intervale (fig. 10.14, a): τ_1 cînd extragerea purtătorilor se face cu viteze mai mici decît cea de saturație și τ_2 cînd vitezele purtătorilor devin egale cu cele de saturație.

Extragerea plasmei trapate începe prin captarea electronilor la interfața N^+P și apoi după timpul $\tau_A = w/v_{av}$ începe captarea golurilor la interfața PP^+. La începutul procesului de extracție, concentrațiile purtătorilor din plasmă, n_P și p_P, sînt foarte mari, iar cîmpul este mic și aproximativ constant pe distanța w (fig. 10.15, a). Sub influența cîmpului electric electronii se deplasează spre stînga, iar golurile spre dreapta cu viteza v_P mai mică decît v_s; extragerea începe din regiunile marginale, unde concentrațiile scad și cîmpul începe să crească. După ce procesul de extragere a început, regiunea activă constă din trei straturi (fig. 10.15, b): în stratul central valoarea cîmpului este mică și purtătorii se deplasează cu viteze de drift, $v_P < v_s$; în straturile marginale purtătorii sînt extrași cu viteza v_s. Treptat, stratul central se îngustează și straturile marginale se unesc (fig. 10.15, c) după intervalul $\tau_1 = w/2\,v_P$, unde $v_P = \mu E_P$ este viteza purtătorilor în plasmă ($\mu_n = \mu_p = \mu$, E_P este cîmpul în plasmă); urmează apoi extragerea plasmei care a mai rămas, cu viteza de saturație, astfel purtătorii sînt total evacuați din regiunea activă după intervalul $\tau_2 = w/2v_s$. Timpul total de extracție este

$$\tau_E = \tau_1 + \tau_2 = \frac{w}{2}\left(\frac{1}{v_P} + \frac{1}{v_s}\right); \qquad (10.62)$$

Figura 10.15. Etapele de extragere a plasmei trapate: a — viteze mici ale purtătorilor, $v_p < v_s$; b — crește viteza în straturile marginale; c — pe întreg volumul vitezele purtătorilor sînt v_s.



frecvența maximă de funcționare este

$$f_{max} = 1/(\tau_A + \tau_E). \qquad (10.63)$$

Funcționarea oscilatorului în modul TRAPATT cu randament mare impune ca durata stării, caracterizată prin curent mic și tensiune mare, să fie egală cu durata stării de curent mare și tensiune mică; astfel frecvența optimă de funcționare este

$$f_{0pt} = \frac{1}{2w}\left[\frac{1}{v_{av}} + \frac{1}{2v_s} + \frac{1}{2v_P}\right]^{-1}. \qquad (10.64)$$

Modul de funcționare TRAPATT se bazează pe comportarea diodelor la nivele mari ale semnalului de r.f.; pentru a se ajunge în starea de plasmă trapată este necesară aplicarea unui impuls de tensiune periodic. În cazul funcționării practice a oscilatorului în regim permanent impulsul de tensiune este dat de către circuitul de microunde extern; declanșarea modului TRAPATT se realizează în două etape: (1) se produc oscilații crescătoare de tip IMPATT care furnizează semnalul de tensiune necesar declanșării modului TRAPATT

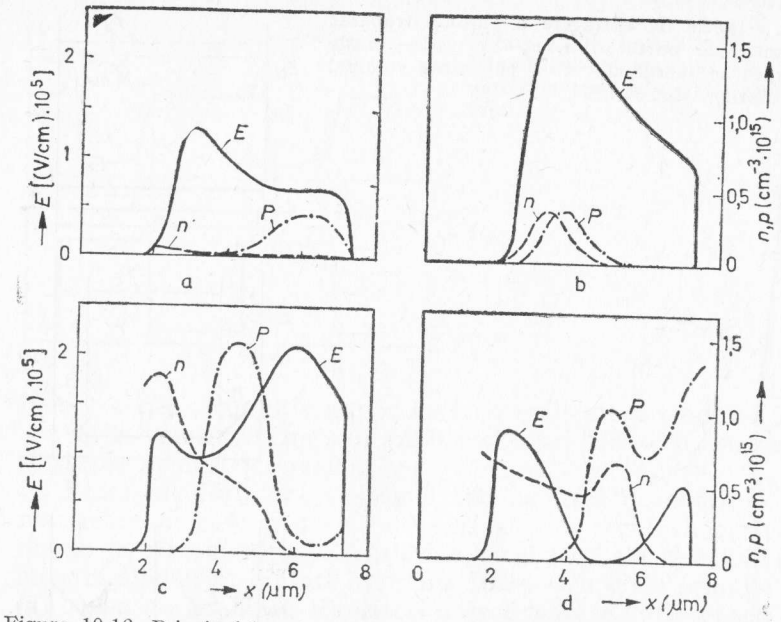


Figura 10.16. Principalele etape de evoluție a modului TRAPATT (curbe obținute pe calculator).

și (2) impulsul periodic de tensiune este furnizat de către circuitul de microunde. Rezultă că, spre deosebire de modul IMPATT, funcționarea oscilațiilor și amplificatorilor TRAPATT este puternic dependentă de circuitul extern.

Principalele etape în evoluția modului TRAPATT sînt arătate în graficele din figura 10.16, care au fost obținute prin simulare pe calculator [91, 92]. Pe un ciclu complet se disting patru etape: (a) modul IMPATT normal (fundamental), (b) startarea unei noi avalanșe cu un cîmp mult mai mare decît cel critic, (c) începutul deplasării avalanșei spre dreapta și (d) prezența plasmei trapate în regiunea activă. Urmează extragerea plasmei trapate și începerea unui nou ciclu.

X.3.3. Structuri IMPATT de mare randament

a) **Homojoncțiuni cu regiune de tranzit variabilă.** În lucrarea [83] este efectuat un studiu sistematic al diferitelor tipuri de homo- și heterojoncțiuni, capabile să ofere randamente ridicate.

Se consideră o structură P^+NN^+: dacă pentru orice valoare posibilă a tensiunii totale pe diodă regiunea sărăcită se întinde pe în-

treaga lărgime w a regiunii N, structura se numește cu regiune de tranzit fixă (acest lucru are loc cînd w este relativ mic în comparație cu lărgimea regiunii sărăcite, $l_{tr}(t) = [2\varepsilon_s v_{tr}(t)/qN]^{1/2}$, unde $v_{tr}(t)$ reprezintă tensiunea instantanee pe regiunea sărăcită); dacă w este suficient de mare astfel încît $l_{tr}(t) < w$, structura se numește cu regiune de tranzit variabilă.

Pentru calculul randamentului, tensiunea totală (instantanee) pe regiunea de tranzit se ia de forma

$$v_{tr}(t) = V_{0tr} - \tilde{V}_{tr} \sin \omega t, \tag{10.65}$$

care presupune că în regiunea de avalanșă există o întîrziere de $\pi/2$ a injectării maximului de curent în regiunea N, față de valoarea maximă a tensiunii instantanee $v_a(t)$; această situație este realizabilă în majoritatea structurilor IMPATT. Ținînd cont și de expresia curentului total,

$$i_{tot}(t) = qAv_s n(x, t) + \varepsilon_s A \partial \tilde{E}/\partial t, \tag{10.66}$$

puterea totală aplicată pe regiunea de tranzit este ($\tau_{tr} = l_{tr}/v_s$)

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T i_{tot}\, v_{tr}(t)\mathrm{d}t = I_0 V_{0tr} - I_0 \tilde{V}_{tr} \frac{1 - \cos\omega\tau_{tr}}{\omega\tau_{tr}}; \tag{10.67}$$

al doilea termen reprezintă puterea utilă de r.f. și se notează $P_\sim$. Introducem indicele de modulație în regiunea de tranzit $m_{tr} = V_{tr}/V_{0tr}$ și notăm puterea absorbită de la sursă prin $P_0 = I_0(V_{0a} + V_{0tr})$; randamentul global are expresia

$$\eta = m_{tr} \frac{1 - \cos\theta_{tr}}{\theta_{tr}} \left(1 - \frac{V_{0a}}{V_0}\right), \tag{10.68}$$

unde $\theta_{tr} = \omega\tau_{tr}$. Ultima relație este dedusă pentru cazul unei regiuni de tranzit fixe, unde θ_{tr} nu depinde de indicele de modulație. În cazul regiunii de tranzit variabile, lărgimea acestei regiuni și unghiul de tranzit au expresiile

$$l_{tr} = l_{0tr}(1 - m_{tr} \sin \theta_{tr})^{1/2},\ l_{0tr} = (2\varepsilon_s V_{0tr}/qN)^{1/2}, \tag{10.69}$$

$$\theta_{tr} = \theta_{0tr}(1 - m_{tr} \sin \theta_{tr})^{1/2}, \tag{10.70}$$

unde l_{0tr} corespunde regimului de semnal mic (cvasistatic), iar $\theta_{0tr} = \omega l_{0tr}/v_s$; în acest caz expresia randamentului global devine

$$\eta = m_{tr} \frac{1 - \cos[\theta_{tr}(m_{tr})]}{\theta_{tr}(m_{tr})} \left(1 - \frac{V_{0a}}{V_0}\right). \tag{10.71}$$

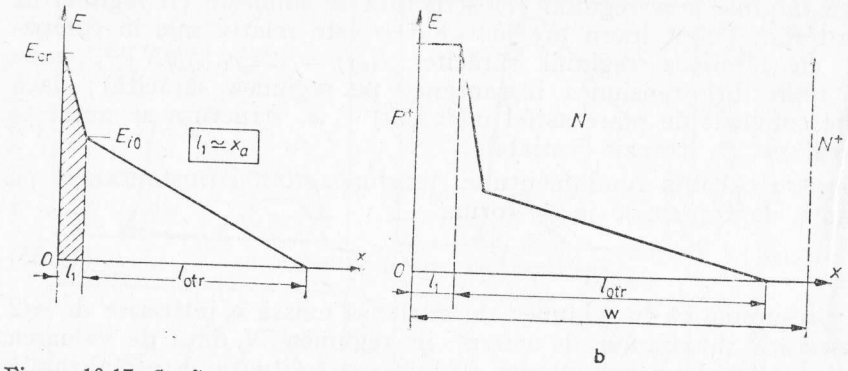


Figura 10.17. Configurații de cîmp electric pentru homojoncțiuni de mare randament: a — definirea tensiunii E_{i0}; b — configurație optimă a cîmpului electric.

Se observă că expresia randamentului cuprinde trei termeni: (1) termenul de structură $(1 - V_{0a}/V_0)$, (2) termenul de tranzit, $g(\theta_{tr}) = (1 - \cos\theta_{tr})/\theta_{tr}$, și (3) termenul de modulație, m_{tr}. Dacă se presupune cazul ideal, $m_{tr} \simeq 1$, $V_{0a}/V_0 \simeq 0$ și $g(\theta_{tr})_{max} \simeq 0{,}72$ (pentru $\theta_{tr} = 3\pi/4$), atunci randamentul maxim pentru regiunea de tranzit a structurii este $\eta_{tr} = 72\%$. În practică, evident, randamentul este mai mic; de exemplu, în cazul unei structuri cu lărgime de tranzit variabilă avem

$$(m_{tr})_{max} = (E_{i\,max}/E_{i0})^2 - 1, \qquad (10.72)$$

unde E_{i0} este cîmpul static (sau de semnal mic) lîngă regiunea de avalanșă (fig. 10.17, a), iar $E_{i\,max}$ corespunde situației cînd V_{0tr} și $\tilde{V}_{tr}$ se adună; în cazul structurii cu regiune de tranzit fixă $(m_{tr}) = (E_{i\,max}/E_{i0}) - 1$. Din aceste relații rezultă că pentru un raport $(E_{i\,max}/E_{i0}) \simeq 1{,}4$, ușor realizabil în practică, se obține: $(m_{tr})_{max} \simeq 0{,}95$ pentru structura cu regiune de tranzit variabilă și $(m_{tr})_{max} \simeq 0{,}4$ pentru structura cu l_{tr} fixă. Referindu-ne la randamentul regiunii de tranzit (se presupune $V_{0a}/V_0 \simeq 0$), trebuie avut în vedere că în regim de semnal mare la structurile cu l_{tr} variabil, unghiul θ_{tr} nu poate depăși valoarea $\pi/2$ pentru care $g(\pi/2) \simeq 0{,}63$; astfel, randamentul maxim va fi $\eta_{tr\,max} \simeq 60\%$. Pentru același raport $(E_{i\,max}/E_{i0}) = 1{,}4$ în cazul structurii cu l_{tr} fixă avem $\eta_{tr\,max} \simeq 30\%$. Totodată trebuie avut în vedere faptul că la structurile cu l_{tr} variabilă porțiunea din regiunea N, care nu este sărăcită de purtători, produce pierderi ohmice importante; pentru diminuarea acestor pierderi se utilizează materiale cu valori mari ale mobilităților purtătorilor (GaAs).

Alegerea concentrației de dopare din regiunea N ține seama de mai mulți factori: (1) cîmpul E_{i0} trebuie să fie suficient de mare pentru a asigura vitezele de saturație ale purtătorilor; totuși $E_{i\,max}$ nu trebuie

să depășească valoarea care ar putea produce ionizarea în regiunea de tranzit; (2) creșterea concentrației de dopare duce la creșterea curentului continuu I_0; (3) în practică se urmărește obținerea unei configurații optime de cîmp, ca în figura 10.17, b, care poate fi realizată printr-o concentrație variabilă cu distanța, rata de variație fiind $\Delta N = \varepsilon_s(E_{cr} - E_{i0})/q$ cm^{-2}.

b) **Heterojoncțiuni.** Randamente ridicate se pot obține de la unele heterojoncțiuni care pot fi ușor realizate tehnologic; se urmărește în principal diminuarea căderii de tensiune pe regiunea de avalanșă în comparație cu tensiunea din regiunea de tranzit, astfel încît raportul V_{0a}/V_{0tr} să fie cît mai mic. Foarte promițătoare sînt structurile Ge/GaAs și GaInAs/InP. De exemplu, în cazul structurii Ge/GaAs se obține o străpungere selectivă în Ge, care are lărgimea benzii interzise $W_g = 0{,}7$ eV (la GaAs, $W_g = 1{,}4$ eV) și constanta dielectrică cu 40% mai mare decît la GaAs; aceste materiale au coeficienții de dilatare termică sensibil egali și se poate realiza o bună adaptare a rețelelor cristaline.

Se urmărește ca în regiunea de avalanșă materialul să fie mai slab dopat pentru a suporta cîmpuri intense; astfel o structură cu largi posibilități de utilizare este P^+Ge/I(ν sau π Ge)/NGaAs/N^+GaAs, adică P^+INN^+ unde P^+ și I sînt realizate pe Ge, iar N și N^+ pe GaAs. Distribuția cîmpului este arătată în figura 10.18, iar pentru frecvența $f = 10$ GHz se obțin datele constructive: $E_{cr1} = 2{,}4 \times 10^5$V/cm, $l_1 = 0{,}74$ μm, $E_{i0} = 3{,}3 \cdot 10^5$V/cm, N_D(GaAs) $= 8 \cdot 10^{15}$cm^{-3}, $w = 3{,}3$ μm, $V_{0tr} = 42$ V, $V_{0a} = 17{,}5$ V. Randamentul global calculat este $\eta = 30\%$; se urmărește ca lărgimea stratului I (ν sau π) din Ge să fie aproximativ egală cu regiunea de avalanșă.

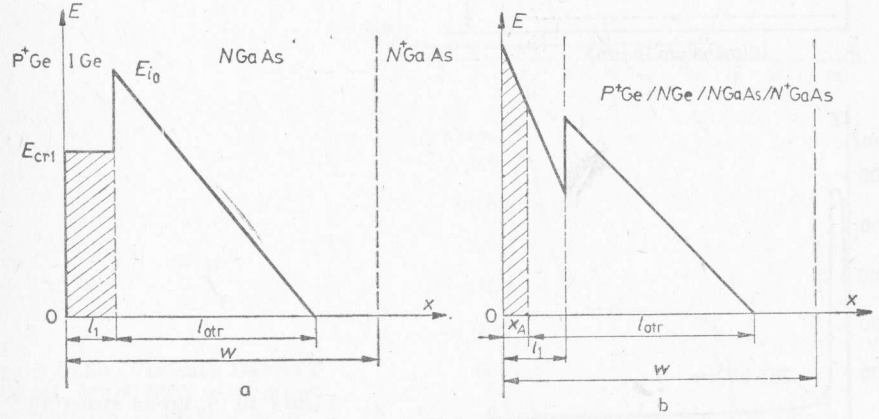


Figura 10.18. Structuri IMPATT cu heterojoncțiuni: a — structură P^+Ge/IGe/NGaAs/N^+GaAs; b — structură P^+Ge/NGe/NGaAs/N^+GaAs.

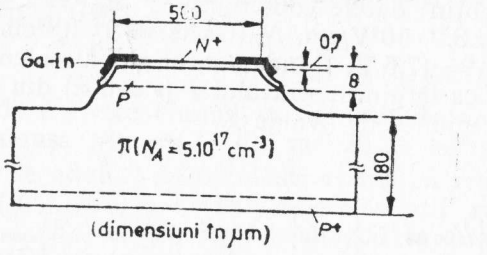
O altă variantă a acestei structuri utilizează un strat de Ge de tip N, pentru regiunea de avalanșă ; structura este de tipul P^+NNN^+ (P^+Ge/NGe/NGaAs/N^+GaAs) avînd distribuția cîmpului de forma arătată în figura 10.18, b. Este ușor de observat că în acest caz lărgimea regiunii de avalanșă este mai mică decît lărgimea stratului NGe ($x_a < l_1$) ; dacă se reușește micșorarea lui l_1, astfel încît $x_a \gtrsim l_1$, atunci randamentul global are valori maxime. Pentru frecvența de 10 GHz se obțin datele constructive : $E_{cr1} = 3{,}55 \cdot 10^5$V/cm, $E_{i0} = 3{,}3 \cdot 10^5$V/cm, $l_1 \simeq x_a = 0{,}1$ μm, N_D(Ge) $= 10^{17}$cm^{-3}, $w = 3{,}3$ μm, $V_{0tr} = 42$ V, $V_{0a} = 2{,}75$ V ; astfel randamentul global este $\eta = 40\%$.

Se estimează că heterojoncțiunile pot da randamente superioare față de homojoncțiuni în banda undelor milimetrice și submilimetrice ; pe măsura perfecționării tehnologiilor de preparare a heterojoncțiunilor acestea vor căpăta utilizarea practică corespunzătoare.

X.4. Exemple de construcție și utilizări ale diodelor IMPATT

X.4.1. Particularități constructive

Prima structură Read de tipul N^+PIP^+, utilizată de Lee și colaboratorii săi [78], are forma și dimensiunile arătate în figura 10.19, a ;



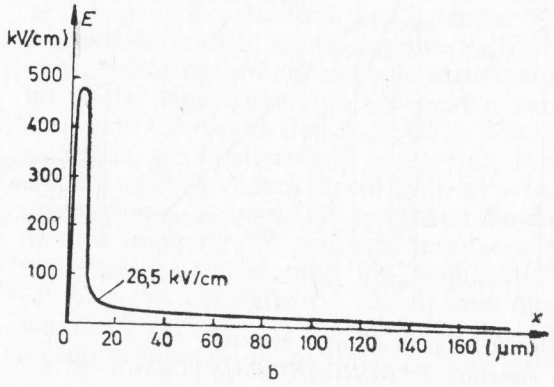


Figura 10.19. Prima structură Read : a — dimensiuni geometrice ; b — distribuția cîmpului electric.

materialul semiconductor este Si, iar impuritățile sînt : As pentru regiunea $N^+(N_D \simeq 10^{19}$ cm$^{-3})$, Ga pentru regiunea $P(N_A \simeq 3 \times 10^{16}$ cm$^{-3})$, iar la limitele de separație dintre regiuni concentrația devine $N_A \simeq 10^{13}$cm^{-3} ; în regiunea de sarcină spațială (intrinsecă) există o concentrație de impurități acceptoare $N_A(\pi) \simeq 5 \cdot 10^{12}$cm^{-3}. Variația cîmpului electric cu distanța este arătată în figura 10.19, b.

O variantă îmbunătățită de tipul P^+NIN^+ este arătată în figura 10.20,a [86]; profilul de dopare este arătat în figura 10.20, b, iar distribuția cîmpului în figura 10.20, c. Performanțele superioare se datoresc în principal controlului riguros al straturilor epitaxiale, depuse pe substratul puternic dopat cu impurități donoare, și al regiunilor difuzate, N și P^+.

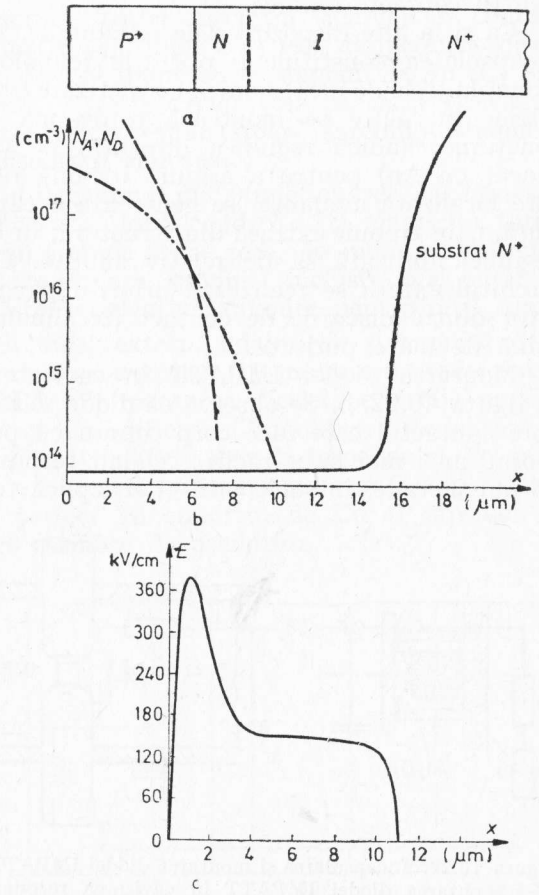


Figura 10.20. Variantă IMPATT de tipul P^+NIN^+ : a — structură fizică ; b — profilul de dopare ; c — distribuția cîmpului electric.

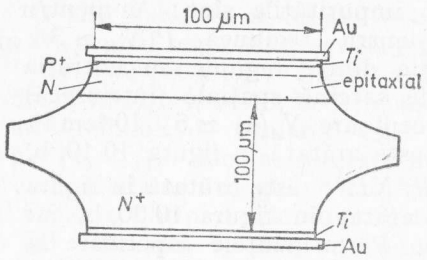


Figura 10.21. Variantă îmbunătățită P^+NN^+, avînd Ti—Au pentru contacte ohmice.

Variantele propuse în [94, 95] (fig. 10.21) pot fi privite ca structuri abrupte P^+NN^+ (sau $P^+\nu N^+$); această diodă a furnizat în regim permanent 1,1 W la $f = 12$ GHz; particularitatea structurii constă în asigurarea unei răciri eficiente prin utilizarea aliajului Ti—Au pentru contacte ohmice.

Ca și la alte dispozitive de microunde, în cazul diodelor IMPATT încapsularea constituie o operație tehnologică de mare finețe. Un exemplu tipic de încapsulare și ermetizare este arătat în figura 10.22, a. Elementul activ se montează totdeauna cu regiunea ce formează joncțiunea (adică regiunea difuzată) pe un suport de Cu (sau Cu placat cu Au) pentru a asigura o bună răcire. La joncțiune, unde este localizată avalanșa, se generează o cantitate importantă de căldură, care trebuie extrasă din structură; în acest scop, este necesar ca regiunea difuzată să fie relativ subțire. Conectarea substratului la circuitul extern se realizează printr-o panglică de Au. Cilindrul izolator dintre discurile de contact (terminali) se construiește din alumină de mare puritate.

Montarea diodei IMPATT în cavitatea rezonantă este arătată în figura 10.22, b. Se observă că dioda se montează cu stratul difuzat spre contactul care face corp comun cu pereții cavității, aceasta în scopul unei mai bune răciri; celălalt terminal al diodei este izolat de corpul metalic, întrucît prin el se aplică tensiunea de polarizare.

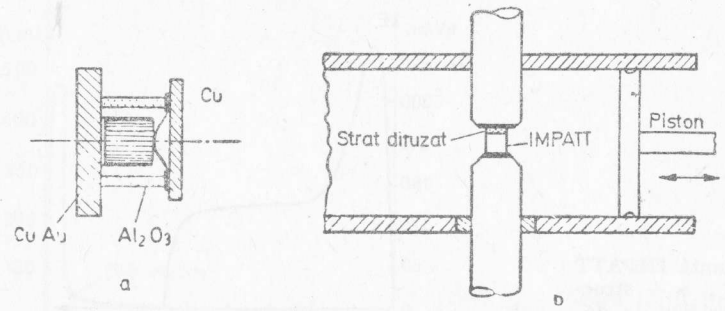


Figura 10.22. Încapsularea și montarea diodei IMPATT: a — exemplu de încapsulare; b — montarea diodei IMPATT în cavitatea rezonantă.

Cît privește materialul semiconductor, cele mai mari randamente ($\eta = 43\%$) în regim permanent au fost obținute pe diode cu Ge [93]; diodele cu Si pot oferi, de asemenea, randamente ridicate însă frecvența de funcționare este mai mică; puteri mari de ieșire se pot obține prin utilizarea GaAs.

X.4.2. **Oscilatori cu diode IMPATT**

Există o gamă largă de oscilatori care pot acoperi banda de frecvențe cuprinsă între 1—360 GHz; funcționarea poate fi în regim permanent sau de impulsuri. Cu privire la condiția de oscilație trebuie precizat că circuitul echivalent complet include elementele corespunzătoare diodei propriu-zise, elementele corespunzătoare capsulei și cele corespunzătoare sarcinii; astfel circuitul echivalent complet cuprinde trei secțiuni (fig. 10.23), unde: L_1 este inductanța discurilor metalice ale capsulei, L_2 este inductanța panglicii de Au, C_1 este capacitatea corpului ceramic, C_2 este capacitatea parazită a terminalelor, R_L și X_L sînt elementele corespunzătoare sarcinii (elementele secțiunii diodei au fost discutate mai sus).

Referindu-ne la regimul de semnal mic, funcționarea oscilatorului IMPATT necesită respectarea a două condiții: (1) reactanța totală a diodei, capsulei și sarcinii trebuie să fie zero, de unde rezultă frecvența de rezonanță; (2) rezistența sarcinii (inclusiv cea parazită) trebuie să fie egală cu rezistența negativă a diodei, pentru un I_0 fixat.

Cuplarea diodei cu circuitul extern, adaptarea și acordul dorit pot fi realizate în mai multe variante: (1) montarea diodei într-o cavitate coaxială acordabilă, (2) montarea diodei pe o tijă mobilă, astfel coordonatele diodei pot fi modificate, (3) montarea diodei într-un ghid acordabil, prevăzut și cu transformator de impedanțe. În cazul oscilatorilor de putere este necesară prezența unor radiatori termici care fac contact termic perfect cu suportul de Cu al capsulei. În continuare se descriu trei variante de oscilatori.

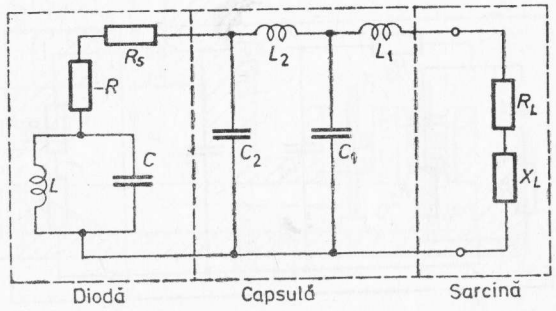


Figura 10.23. Circuitul echivalent complet al diodei IMPATT.

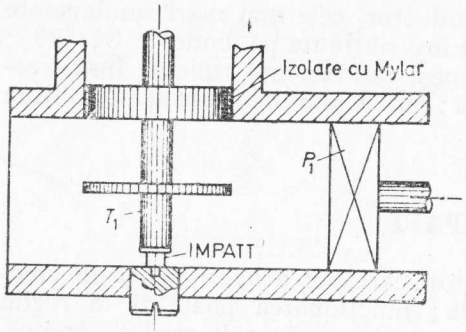


Figura 10.24. Generator acordabil cu diodă IMPATT în banda 10,3—10,7 GHz.

1) *Generator acordabil în banda 10,3—10,7 GHz.* Dioda IMPATT este montată într-un tronson de ghid (fig. 10.24), acordabil cu ajutorul unui piston de scurtcircuit, P_1. Tija metalică cilindrică, T_1, de fixare a diodei, are pe ea un disc metalic care constituie un transformator de impedanță pentru circuitul de sarcină, cuplat la oscilator prin fanta din partea stîngă. Discul superior de pe tijă (izolat de corpul metalic după componenta continuă) servește ca filtru de r.f. pentru circuitul de polarizare a diodei. Transformatorul de impedanță este necesar, deoarece rezistența negativă a diodei este mică, în general $|R_-| = 5 - 20\Omega$. Desigur diametrul tijei și discului influențează factorul de calitate al oscilatorului ($Q = 500 - 1500$); în general Q crește odată cu diametrul acestor elemente; însă odată cu creșterea factorului de calitate (I_0 rămînînd constant), are loc micșorarea randamentului ca urmare a pierderilor.

Cît privește valorile elementelor din schema echivalentă a diodelor IMPATT, firmele productoare indică scheme diferite de cea din figura 10.8. Astfel pentru o diodă Hewlett—Packard (0610) se dă circuitul echivalent din figura 10.25, iar valorile elementelor, pentru două regimuri sînt specificate în tabelul X.1.

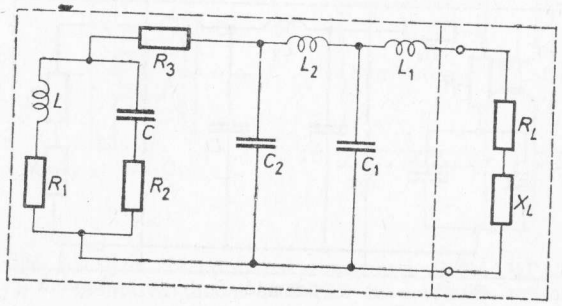


Figura 10.25. Schemă echivalentă a diodei IMPATT cu elementele specificate în tabelul X.1.

Tabelul X.1

Dioda 0610	$R_1(\Omega)$	$R_2(\Omega)$	$R_{3-}(\Omega)$	L(nH)	C(pF)
$I_0 = 120$ mA	17,5	11	−15,5	1,8	0,4
$I_0 = 200$ mA	9	5	− 7,5	1	0,8

2) *Generator în banda 18 GHz cu modulație de frecvență.* Schema constructivă simplificată a generatorului este arătată în figura 10.26; se folosește o diodă IMPATT D_1 din Si și o diodă varactor DV. Dioda generatoare, D_1, este montată într-un ghid de unde cu înălțimea micșorată, avînd discul de Cu în contact cu peretele metalic, iar celălalt terminal este în contact cu tija metalică de fixare, T_1, prin care se aplică tensiunea de polarizare; dioda varactor este plasată în apropiere de D_1, iar prin tija de fixare, T_2, se aplică semnalul de modulație și tensiunea continuă de polarizare. Ambele tije sînt prevăzute cu filtre care împiedică semnalul de r.f. să ajungă în circuitele de polarizare sau cel al semnalului de modulație. Datorită micșorării înălțimii (laturii mici) ghidul de undă este încărcat în extremitatea dreaptă cu o impedanță inductivă; la extremitatea stîngă el este cuplat cu cavitatea rezonantă cilindrică CR printr-o fantă practicată în peretele mare; la rîndul ei, cavitatea rezonantă este cuplată cu ghidul de ieșire, de tipul WR—42, de unde semnalul ajunge la sarcină.

Generatorul este prevăzut cu trei elemente de acord și adaptare: (1) frecvența centrală a cavității rezonante se reglează cu ajutorul unui știft dielectric, A_1, care se fixează în regiunea ventrului de cîmp electric; frecvența de oscilație este stabilizată de către cavitate ca urmare a dependenței puternice a reactanței de frecvență;

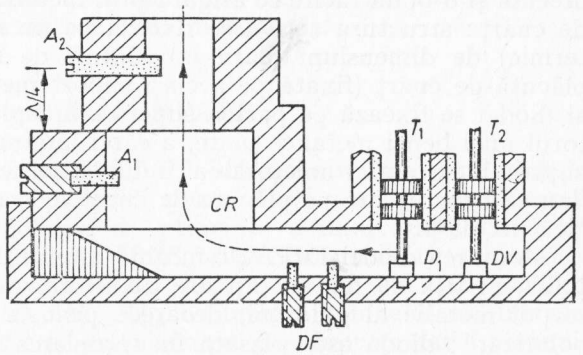


Figura 10.26. Generator cu modulație de frecvență în banda 18 GHz.

(2) adaptarea părții reale (active) a impedanței de sarcină a diodei IMPATT se realizează cu un știft metalic capacitiv, A_2, fixat în ghidul de ieșire la distanța de $\lambda/4$ de diafragma inductivă de cuplaj cu cavitatea rezonantă; (3) pentru micșorarea pierderilor este necesar ca tot timpul cavitatea rezonantă să fie acordată pe frecvența de oscilație f_r, astfel lungimea electrică dintre cavitate și dioda D_1 trebuie să fie reglabilă; acest lucru se realizează cu defazorul variabil, *DF*, care constă din două știfturi dielectrice. Pentru eliminarea oscilației parazite de tip parametric, pe frecvența $f_r/2$, este necesar ca frecvența critică (de tăiere) a ghidului să fie aproximativ $0{,}7\,f_r$.

Modulația de frecvență se realizează prin aplicarea unui semnal alternativ peste tensiunea de polarizare a diodei varactor. Datorită faptului că ghidul de undă cu înălțimea micșorată este încărcat inductiv, variația reactanței inductive este dată de către semnalul de modulație; astfel are loc variația frecvenței. Puterea de ieșire este de aproximativ 200 mW; generatorul funcționează stabil în intervalul de temperaturi $-25 - +75$°C și este utilizat în sistemul de radiocomunicații cu modulație de impulsuri.

3) *Generator în banda undelor milimetrice (170 GHz).* În lucrarea [99] este descris un generator care funcționează în regim permanent, pînă la frecvența de 170 GHz cu puterea de ieșire de 28 mW; generatorul servește ca semnal de pompaj în amplificatorii parametrici. Obținerea performanțelor specificate a fost posibilă prin perfecționarea tehnologiei de fabricare a diodelor și prin optimizarea elementelor constructive: capsulă, cavitate rezonantă și ghid de adaptare cu sarcina.

Dioda IMPATT este de tipul P^+PNN^+ (numită și diodă cu dublu tranzit), concentrațiile impurităților fiind neuniforme în cadrul regiunilor; particularitatea importantă de fabricare a diodei constă în faptul că după creșterea epitaxială a stratului N pe substratul N^+, stratul P este realizat prin implantarea ionică a borului; stratul P^+ este realizat prin difuzie. Rigiditatea mecanică necesară a structurii precum și o bună răcire se asigură prin metoda asamblării pe plăcuțe de cuarț: structura activă se fixează pe un suport metalic (radiator termic) de dimensiuni mari, iar alături de structură se plasează o plăcuță de cuarț (fixată pe același suport metalic); al doilea contact al diodei se fixează pe partea superioară a plăcuței de cuarț, cu ajutorul unei benzi metalice plate, a cărei lărgime se micșorează treptat, obținîndu-se astfel micșorarea inductanței efective a terminalului; fixarea benzii plate pe plăcuța de cuarț se realizează cu ajutorul unei picături de Ag.

Montarea diodei IMPATT în ghid este arătată schematic în figura 10.27, a: tija de fixare, T_1, are diametrul de $\lambda/4$ și este izolată de corpul metalic al ghidului, deoarece prin ea se aplică tensiunea de polarizare; dioda este plasată în apropierea generatoarei cilindrului.

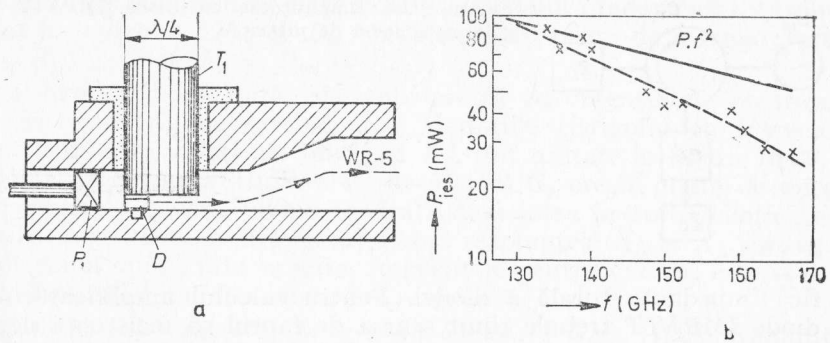


Figura 10.27. Generator în banda undelor milimetrice (170 GHz): a — montarea diodei IMPATT în cavitate; b — variația puterii cu frecvența.

Fața inferioară a tijei împreună cu peretele mare al ghidului formează o cavitate rezonantă deschisă, al cărei acord poate fi realizat cu ajutorul pistonului de scurtcircuit, P_1. Capacitatea parazită a terminalului superior al diodei față de tijă și de peretele mare al ghidului micșorează inductanța efectivă a terminalului respectiv, fapt ce permite ridicarea frecvenței de funcționare. Pentru adaptarea generatorului cu sarcina se folosește un tronson de ghid cu secțiune variabilă; astfel la ieșirea oscilatorului se poate cupla ghidul normal pentru unde milimetrice de tipul WR-5.

Autorii lucrării au efectuat mai multe experimente în banda 130—170 GHz, obținînd cea mai mare putere 80 mW la frecvența $f \simeq$ $\simeq$ 139 GHz. Rezultatele experimentale sînt reprezentate în figura 10.27, b, de unde rezultă că odată cu creșterea frecvenței puterea scade după o lege de forma $Pf^{4,3}$ și nu conform legii teoretice, Pf^2; această abatere se explică în principal prin greutățile de realizare a capsulei diodei cu valori minime ale elementelor parazite (în special inductanțele terminalelor) și prin precizia insuficientă de ajustare a cavității rezonante deschise și a ghidului, inclusiv porțiunea de secțiune variabilă (transformatorul de impedanță).

X.4.3. Amplificatori cu diode IMPATT

Prin introducerea diodei IMPATT într-un circuit de microunde corespunzător, rezistența negativă poate servi pentru amplificarea semnalelor de intrare. Schema de principiu a unui amplificator de tip reflexie este arătată în figura 10.28 (amplificatorii de tip transmisie sînt mai puțin răspîndiți ca urmare a performanțelor mai slabe), unde: $\underline{Z}_L$ este impedanța de sarcină, U_{in} reprezintă semnalul de intrare, C_1 este un circulator, CA este un cvadrupol de adaptare, iar $\underline{Z}_D$ semni-

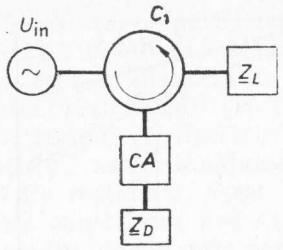


Figura 10.28. Amplificator cu diode IMPATT, cu circulator, schemă de principiu.

fică impedanța totală a diodei. Pentru calculul amplificatorului cu diode IMPATT trebuie ținut seama de faptul că rezistența negativă apare numai la frecvențe superioare celei de rezonanță (avalanșă), iar partea reală și cea imaginară variază cu I_0 și frecvența.

Schema echivalentă a amplificatorului este reprezentată în figura 10.29, a, unde: R_D, X_D formează impedanța serie a diodei IMPATT, R_s este rezistența de pierderi a porțiunii inactive (s-au neglijat elementele corespunzătoare capsulei), R_L, X_L reprezintă elementele impedanței de sarcină. Dioda poate funcționa în regim de amplificare stabilă dacă rezistența totală, $R_L + R_s$, este mai mare decît modulul lui R_D; astfel toate construcțiile de oscilatori descrise în paragraful precedent pot funcționa și ca amplificatori prin alegerea adecvată a elementelor pasive și a regimului de funcționare a diodei. Coeficientul de amplificare al amplificatorului de tip reflexie are expresia

$$A_p = \frac{P_{ieș}}{P_{in}} = |\Gamma|^2 = \left| \frac{Z_D - Z_L^*}{Z_D + Z_L} \right|^2, \qquad (10.73)$$

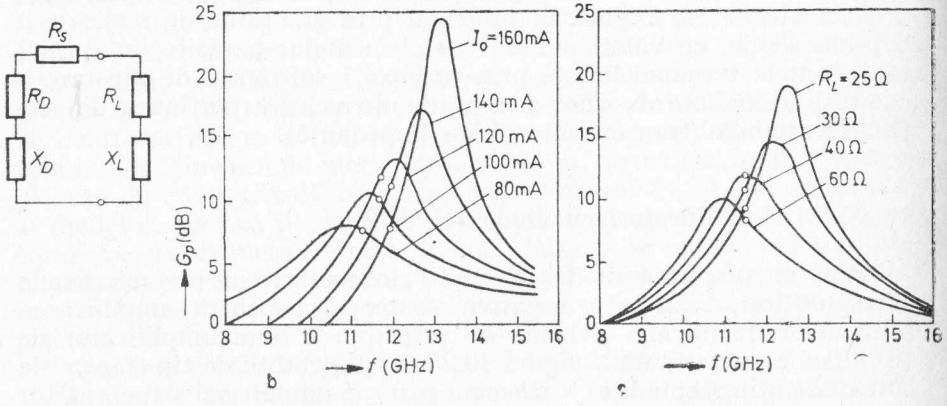


Figura 10.29. Amplificator cu diode IMPATT: a — schemă echivalentă; b, c — variațiile cîștigului cu frecvența avînd parametru curentul I_0, respectiv sarcina R_L.

unde Γ este coeficientul de reflexie; la calculul randamentului trebuie avut în vedere că $P_{ieș}$ și P_{in} sînt de același ordin de mărime; astfel $\eta = P_g/P_0$, unde $P_g = P_{ieș} - P_{in}$.

Pentru o diodă dată, cîștigul variază cu curentul de polarizare, I_0, și rezistența de sarcină, R_L. Variațiile cîștigului cu frecvența, pentru diferite valori ale lui I_0 și R_L, sînt arătate în figura 10.29, b, c [100]. Din figura 10.29, a se observă că G_p crește odată cu micșorarea lui R_L, schema avînd tendința de a intra în autooscilație; cercurile de pe curbe indică situația cînd reactanțele X_D și X_L sînt egale și de semn opus; prin urmare, frecvențele pentru care G_p este maxim diferă esențial de frecvența de rezonanță.

Amplificator modular integrat în banda 14 GHz [102]. Amplificatorul descris în continuare se distinge prin următoarele particularități: este de tip reflex, are o structură modulară conținînd mai multe etaje, iar componentele pasive (cavitate, ghid, cuplaje, circulator, filtre) sînt realizate prin tehnologia „microstrip", cîștigul total este de minimum 60 dB, cu o putere de ieșire de 5W într-o bandă de 250 MHz pe frecvența centrală de 13,525 GHz.

Construcția conține două module integrate: primul modul reprezintă un preamplificator, are trei etaje și este echipat cu diode IMPATT standard, din GaAs; al doilea modul reprezintă un amplificator final cu patru etaje și este echipat cu diode de putere din GaAs de tipul Schottky-Read (joncțiunea este înlocuită printr-o barieră Schottky).

Preamplificatorul este realizat pe un substrat din Al_2O_8; diodele IMPATT neîncapsulate sînt fixate pe plăcuțe de Cu (radiator termic și rigiditate mecanică) și apoi sînt montate în structura cu linii plate (microstrip); structura de linii microstrip este conectată cu un circulator microstrip pe substrat de ferită care poate funcționa în banda 11—16 GHz. Se realizează un cîștig de minimum 30 dB, puterea consumată fiind $P_0 = 25$ W ($I_0 = 600$ mA, $V_0 = 42$ V).

Amplificatorul final conține patru etaje echipate cu diode Read-Schottky; experimentarea acestor diode arată că de la un etaj se poate obține cîștigul de 6 dB cu randamentul $\eta = 22{,}4$ % și puterea de ieșire de 2 W, avînd banda de 1 GHz la un decibel atenuare. Rezultatele experimentale sînt arătate în figura 10,30, a, de unde rezultă că în cazul limită de la un etaj se poate obține puterea de ieșire 5,9 W cu cîștigul de 4 dB și randamentul $\eta = 22$ %.

Caracteristicile amplificatorului global (preamplificator și amplificator final) sînt arătate în figura 10.30, b: dacă semnalul de intrare este -20 dB/mW, avem $G_p = 56{,}5$ dB și $P_{ieș} \simeq 4{,}5$ W; dacă semnalul de intrare este -30 dB/mW, avem $G_p = 65{,}5$ dB și $P_{ieș} \simeq 3{,}5$ W.

Un neajuns al amplificatorului cu diode IMPATT este dependența puternică a rezistenței negative a diodelor Read în funcție de amplitudinea semnalului de intrare: la semnale mici, G_p pe un etaj poate

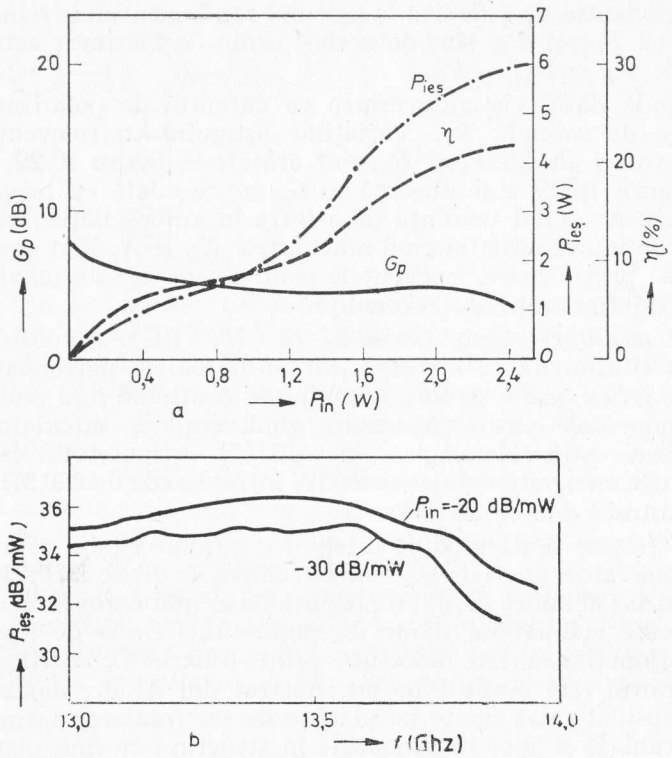


Figura 10.30. Amplificator modular integrat de putere în banda 14 GHz: a — variațiile mărimilor G_p, $P_{ieş}$ și η în funcție de P_{in}; b — variația puterii de ieșire în funcție de frecvență.

atinge 20 dB, în timp ce la semnale mari, $G_p \simeq 6$ dB; o astfel de variație a cîștigului poate duce la apariția autooscilațiilor, pentru evitarea cărora se aleg regimuri de compromis.

X.5. Diode Baritt

X.5.1. Structură fizică și funcționare

Dioda BARITT (BARrier Injection and Transit Time) constituie un dispozitiv de generare și amplificare în domeniul microundelor; pentru obținerea unei rezistențe negative în acest domeniu de frecvențe, se utilizează efectul de injecție a purtătorilor și timpul de tranzit. Structura este propusă de G. Wright în 1968 [125], care elaborează și o teorie simplificată de semnal mic; în același an, în mod

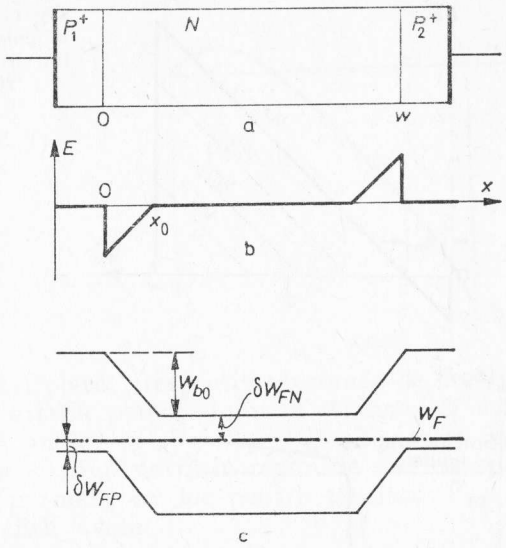
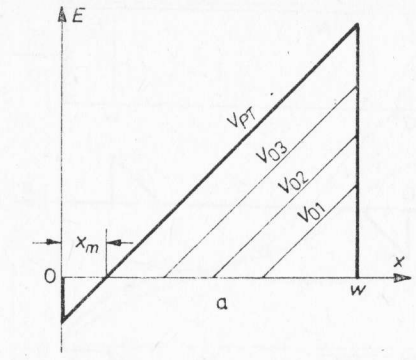


Figura 10.31. Dioda BARITT: *a* — structură fizică; *b* — variația cîmpului electric; *c* — modelul benzilor energetice la echilibru termodinamic.

independent, H. Rüegg [126] publică o teorie simplificată de semnal mare. Primul dispozitiv BARITT comercializat este realizat de D. Coleman și S. Sze [127] obținînd la frecvența de 5 GHz puterea de 50 mW cu un randament de 18%.

Structura fizică cea mai utilizată este de tipul $P_1^+NP_2^+$ (fig. 10.31a) realizată din Si; de exemplu, în structura propusă în [127] regiunile P^+ sînt dopate cu Pt, iar regiunea N cu As sau P. La echilibru termodinamic cîmpul electric are variația arătată în figura 10.31 b, iar modelul benzilor energetice este cel din figura 10.31 c. Aplicăm o tensiune de polarizare, V_0, cu + pe regiunea P_1^+ și — pe regiunea P_2^+, astfel încît joncțiunea P_1^+N este slab polarizată direct (doar o mică fracțiune din tensiunea aplicată revine acestei joncțiuni), iar P_2^+N este polarizată invers; regiunea sărăcită a joncțiunii NP_2^+ se întinde pe o distanță apreciabilă în regiunea N, slab dopată. Variațiile cîmpului electric pentru cîteva valori ale tensiunii de polarizare, notate prin V_{01}, V_{02}, V_{03}, $V_{,PT}$ sînt arătate în figura 10.32 a. Pentru o anumită valoare a tensiunii de polarizare $V_0 = V_{PT}$, numită tensiune de penetrație totală, are loc unirea celor două regiuni sărăcite; în acest caz are loc o creștere rapidă a curentului prin dispozitiv, întrucît golurile injectate din P_1^+ în N ajung imediat în cîmpul accelerator din regiunea sărăcită; prin creșterea în continuare a tensiunii de polarizare, densitatea curentului este limitată de către concentrația de dopare din regiunea P_1^+. Caracteristica volt-amperică statică are forma arătată în figura 10.32 b și conține trei regiuni: (1) la tensiuni $V_0 < V_{PT}$ prin diodă trece un curent mic, fiind în esență un curent invers



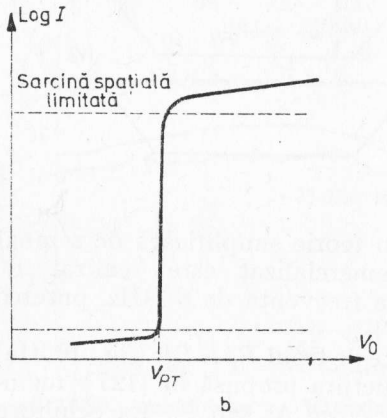


Figura 10.32. Funcționarea diodei BARITT la polarizări inverse: *a* — variația cîmpului electric pentru diferite tensiuni de polarizare; *b* — variația curentului.

al joncțiunii P_2^+N; (2) pentru tensiuni $V_0 \simeq V_{PT}$ are loc o creștere rapidă a curentului, care este determinată de golurile injectate de joncțiunea P_1^+N, ce traversează apoi regiunea sărăcită cu viteza de saturație; (3) pentru $V_0 > V_{PT}$ curentul are doar o ușoară creștere, fiind limitat de către concentrația de dopare cu impurități (avem un regim de sarcină spațială limitată).

Condiția de penetrație totală se exprimă prin relația [128]

$$V_{PT} = \frac{qN_D w^2}{2\varepsilon} - \left(\frac{2qN_D w^2}{\varepsilon} V_{bo}\right)^{1/2}, \tag{10.74}$$

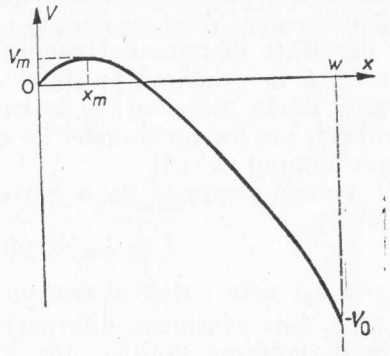
care se poate pune sub forma

$$V_{PT} = V_{FB} - 2\sqrt{V_{FB}V_{bo}}, \tag{10.75}$$

unde

$$V_{FB} = \frac{qN_D w^2}{2\varepsilon}, \qquad V_{bo} = \frac{qN_D x_0^2}{2\varepsilon} \tag{10.76}$$

Figura 10.33. Variația potențialului în regiunea *N* pentru polarizări inverse.



reprezintă tensiunea de „bandă plată", respectiv tensiunea de barieră la echilibru termodinamic. Variația potențialului în regiunea *N* este de tip pătratic (fig. 10.33) unde: $V_0 = V_{PT}$, $V_m = V_b$, $x_m \simeq x_0$; pentru tensiuni $V_0 > V_{FB}$ dispozitivul intră în regim de sarcină spațială limitată. Funcționarea normală are loc pentru tensiuni $V_{PT} < V_0 < V_{FB}$. În aceste condiții avem

$$x_m \simeq x_0 = \frac{w}{2} - \frac{\varepsilon V_0}{qN_D w^2}, \tag{10.77}$$

$$V_m = \frac{(V_0 - V_{FB})^2}{4V_{FB}}; \tag{10.78}$$

curentul datorat emisiei termoionice a golurilor peste bariera energetică are expresia [128]

$$I = A^* T^2 \cdot \exp(-V_P/V_T) \cdot \exp(-V_m/V_T), \tag{10.79}$$

unde: $V_P = \delta W_{FP/q}$, $V_T = kT/q$, A^* este constanta Richardson pentru goluri.

X.5.2. Elemente de teorie. Utilizări

În cadrul teoriei simplificate de semnal mic [128], prezentată mai jos, se fac cîteva ipoteze simplificatoare: (1) se presupune că dioda este formată din două regiuni distincte: o regiune de injecție, de lărgime foarte mică, $x_m \simeq x_0$, și o regiune de tranzit de lărgime $(w - x_m)$; (2) se neglijează rolul electronilor; (3) golurile se deplasează cu viteza de saturație v_s; (4) lărgimile x_m și $(w - x_m)$ nu depind de componentele de r.f.

La funcționarea diodei BARITT ca generator sau amplificator de microunde, peste componentele continue de polarizare se suprapun componentele de r.f. Dimensiunile diodei și tensiunile de polarizare

sînt astfel alese încît atunci cînd cîmpul de r.f. trece prin maxim și are același sens cu cîmpul continuu, are loc o creștere importantă a densității de curent. Grupul respectiv de goluri traversează regiunea sărăcită în principal pe durata alternanței opuse a oscilației de r.f.; astfel dioda reprezintă o rezistență negativă pentru circuitul extern, întrucît are loc un transfer de energie de la grupul de purtători mobili spre cîmpul de r.f.

Pentru regiunea de injecție curentul total are expresia:

$$I = I_{p0}\ \exp(v_1/V_T),\ v_1 = \tilde{V}_1 \cos \omega t, \tag{10.80}$$

unde I_{p_0} este curentul continuu de goluri în absența oscilațiilor de r.f., v_1 este tensiunea alternativă. Notînd $\alpha = \tilde{V}_1/V_T$, primii termeni din dezvoltarea Fourier sînt

$$I = I_{p0}[J_0(\alpha) + 2J_1(\alpha) \cos \omega t + \ldots], \tag{10.81}$$

unde $J_0(\alpha)$, $J_1(\alpha)$ sînt funcții Bessel modificate de speța întîi de ordin 0, respectiv de ordin 1. Ultima relație se poate pune sub forma

$$I = I_0\left[1 + 2\frac{J_1(\alpha)}{J_2(\alpha)} \cos \omega t + \ldots\right], \tag{10.82}$$

unde I_0 reprezintă componenta continuă a curentului în prezența oscilației de r.f. Componenta de r.f. de conducție din regiunea de injecție este

$$\tilde{I}_{1c} = 2I_0J_1(\alpha)/J_0(\alpha); \tag{10.83}$$

curentul de r.f. total în regiunea de injecție este

$$\tilde{I}_{1inj} = \tilde{I}_{1c} + j\omega C_1\tilde{V}_1, \tag{10.84}$$

unde $C_1 = \varepsilon/x_m$ reprezintă capacitatea geometrică a regiunii de injecție. Trebuie observat că $I_0 > I_{p0}$, astfel încît injecția termoionică se realizează cu consum important de energie.

Pentru regiunea de tranzit curentul de r.f. are două componente

$$\tilde{I}_{1tr} = \tilde{I}_1(\alpha) + j\omega\varepsilon\tilde{E}_1(\alpha), \tag{10.85}$$

unde $\tilde{E}_1(\alpha)$ este componenta de r.f. a cîmpului electric în planul $x = x_m$. Ținînd seama de unghiul de tranzit și expresia cîmpului electric, se obține

$$\tilde{I}_{1tr} = \tilde{I}_{1c}\left(\frac{e^{j\theta} - 1}{-j\theta}\right) + j\omega C_2\tilde{V}_{tr}. \tag{10.86}$$

unde: $\theta = \omega(w - x_m)/v_s$ este unghiul de tranzit; $C_2 = \varepsilon/(w - x_m)$ este capacitatea geometrică a regiunii de tranzit; $\tilde{V}_{tr}$ este tensiunea de r.f. la bornele regiunii de tranzit.

Introducînd notațiile $\tilde{V} = \tilde{V}_1 + \tilde{V}_{tr}$, $C = (C_1 + C_2)/C_1C_2$ și ținînd cont că în orice secțiune a diodei curentul are aceeași valoare, $\tilde{I}_{1tr} = \tilde{I}_{1inj}$, din (10.84) și (10.86) rezultă

$$\tilde{I} = \tilde{I}_{1c}(\xi - j\eta) + j\omega C\tilde{V}, \tag{10.87}$$

unde

$$\xi = \frac{C}{C_1} + \frac{C}{C_2}\frac{\sin\theta}{\theta}, \quad \eta = \frac{C}{C_2}\frac{1 - \cos\theta}{\theta}. \tag{10.88}$$

Impedanța dinamică a diodei are expresia

$$\underline{Z} = \frac{1}{j\omega C}\left[1 - \frac{\tilde{I}_{1c}}{\tilde{I}}(\xi - j\eta)\right]; \tag{10.89}$$

această relație are un caracter general și poate fi aplicată atît la diodele IMPATT cît și BARITT. Pentru a scoate în evidență particularitățile diodei BARITT, impedanța se pune sub forma

$$\underline{Z} = \frac{1}{\omega C}\frac{K\xi + \eta}{1 + K^2} - \frac{j}{\omega C}\left[1 + \frac{K\eta - \xi}{1 + K^2}\right], \tag{10.90}$$

unde K are expresia

$$K = \frac{\omega C_1\tilde{V}_1}{I_{p0}}\frac{J_0(\alpha)}{2J_1(\alpha)}.$$

Avînd în vedere că partea reală a lui $\underline{Z}$ poate fi negativă numai pentru valori negative ale lui ξ (unghiuri $\theta > \pi$) este comod ca în relația (10.90) să se introducă notația $|\xi| = -\xi$; se obține

$$\underline{Z} = -\frac{1}{\omega C}\frac{K|\xi| - \eta}{1 + K^2} - \frac{j}{\omega C}\left[1 + \frac{K\eta + |\xi|}{1 + K^2}\right]. \tag{10.91}$$

Partea reală,

$$-\omega C\ \mathrm{Re}(\underline{Z}) = \frac{K|\xi| - \eta}{1 + K^2}, \tag{10.92}$$

este maximă pentru

$$K = (\sqrt{|\xi|^2 + \eta^2} + \eta)/|\xi| \tag{10.93}$$

și are valoarea

$$|\omega C\ \mathrm{Re}\,(\underline{Z})|_{max} = \frac{\sqrt{|\xi|^2 + \eta^2} + \eta}{2}. \tag{10.94}$$

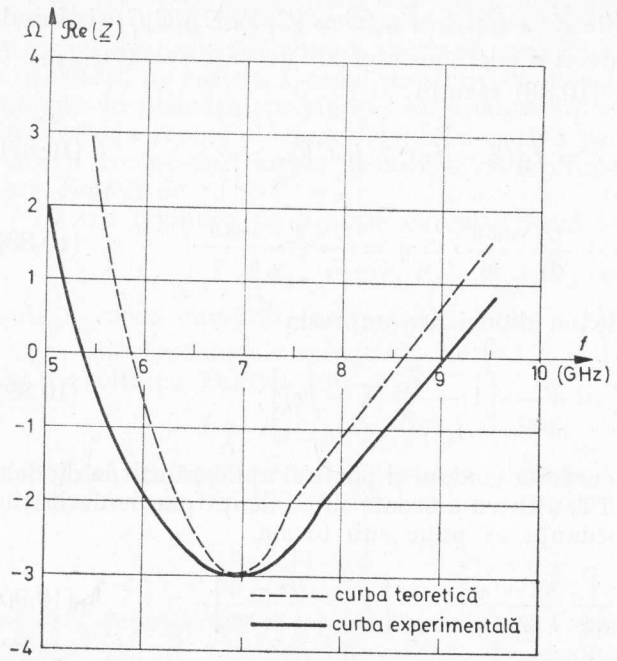


Figura 10.34. Variația cu frecvența a părții reale a impedanței diodei BARITT [128].

Considerînd C/C_1 mult mai mic decît C/C_2, unghiul de tranzit optim este $\theta_{opt} = 3\pi/2 + \pi/6$, pentru care

$$|\omega C \text{ Re } (\underline{Z})|_{max} \simeq 4{,}8 \cdot 10^{-2}. \qquad (10.95)$$

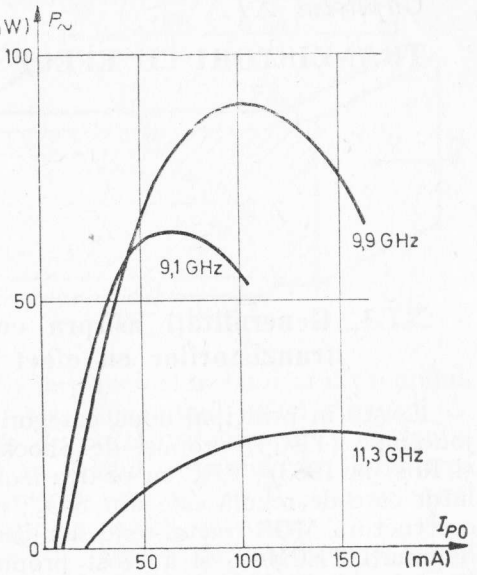
Teoria de semnal mic simplificată a lui Lacombe [128] concordă acceptabil cu rezultatele experimentale. Efectuînd calculele pentru o structură din Si, descrisă în [131], avînd datele constructive $C = 0{,}375$ pF, $w = 8$ μm, $N_D = 1{,}2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}, aria $A = 3 \cdot 10^{-4}$ cm^2 și $I_{p0} = 15$ mA, pentru partea reală a lui $\underline{Z}$ s-a obținut curba desenată cu linie întreruptă în figura 10.34; curba plină arată datele experimentale obținute în [131] pentru structura dată.

Considerînd numai domeniul de frecvență în care $\text{Re}(\underline{Z}) < 0$, puterea de r.f. are expresia (conform teoriei Lacombe)

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \text{ Re } [\tilde{V}\, \tilde{I}^*] = 2\, I_{p0}^2 \frac{K|\xi| - \eta}{\omega C} \frac{J_1^2(\alpha)}{J_0^2(\alpha)}, \qquad (10.96)$$

din care rezultă o dependență pătratică a puterii în funcție de curentul de polarizare. Dezvoltînd o teorie de semnal mare, în [129] se arată că pentru I_{p0} relativ mici, $P_{\sim}$ depinde liniar de I_{p0}; apoi există o

Figura 10.35. Variația puterii de r.f. a diodei BARITT în funcție de curentul de polarizare [129].



valoare optimă a curentului I_{p0} pentru care $P_{\sim}$ are o valoare maximă (de saturație); urmează o scădere lentă a puterii, așa cum rezultă din figura 10.35 (curbele sînt trasate pentru o impedanță de sarcină constantă). Făcînd o paralelă între diodele BARITT și IMPATT se constată că diodele BARITT au performanțe mai slabe în ceea ce privește puterea de r.f. și randamentul; în schimb au factor de zgomot mai mic, fiind recomandabile pentru schemele de mixare și amplificare.

Capitolul XI

TRANZISTORI CU EFECT DE CÎMP

XI.1. Generalități asupra construcției și parametrilor tranzistorilor cu efect de cîmp (TEC)

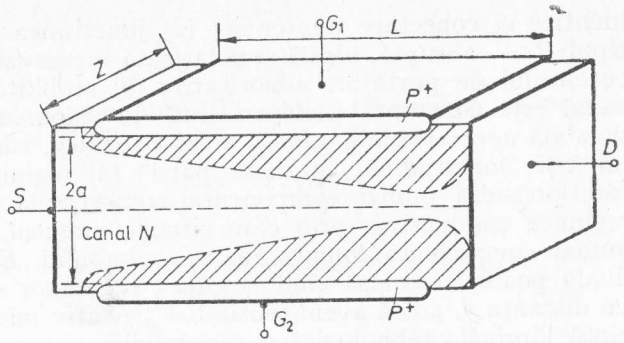
Există în principal două categorii de tranzistori TEC: cu poartă joncțiune (TECJ) propuși de Shockley în 1952 (realizați de Dacey și Ross în 1953); TEC cu poarta izolată de canal printr-un strat izolator care de regulă este din SiO_2; astfel poarta și canalul formează o structură MOS (metal-oxid-semiconductor); acești tranzistori sînt denumiți TECMOS și au fost propuși de Kahng și Attala în 1960. Tranzistorii TECMOS pot funcționa în două moduri: cu strat îmbogățit (strat de inversiune) și cu strat sărăcit. Perfecționarea continuă a tehnologiilor de fabricare a dus la îmbunătățirea parametrilor; astfel tranzistorii TEC sînt utilizați tot mai mult în domeniul microundelor. În acest domeniu, în afară de Ge și Si, o largă răspîndire a căpătat-o GaAs, în special la tranzistorii la care poarta formează o barieră Schottky cu canalul. Se estimează că în domeniul microundelor cele mai bune perspective le au TEC cu barieră Schottky construiți din GaAs; studiul lor a început în 1966 [103, 104], și în scurt timp au fost obținute dispozitive cu frecvențe maxime de oscilație de 30 GHz în 1970 [105] și 80 GHz în 1973 [106].

XI.1.1. Structura și parametrii TECJ

Pentru expunerea succintă a principiului de funcționare și deducerea expresiilor curentului de drenă și a parametrilor uzuali se consideră o structură clasică simetrică, din Si (fig. 11.1, a) la care distingem: canalul de tip N, porțile identice, formate din regiuni P^+, sursa și drena, realizate sub forma unor contacte ohmice; adesea, în apropierea contactelor ohmice se realizează regiuni de tip N^+, în scopul micșorării rezistențelor parazite de volum ale canalului.

În regim normal de funcționare (în conexiune sursă comună) tensiunea V_G este negativă, iar V_D este pozitivă în raport cu sursa; fiind dată asimetria puternică, regiunea de trecere (sărăcită de purtători)

Figura 11.1. Structura fizică clasică a tranzistorului TECJ.



a joncțiunii poartă-canal se întinde în principal în interiorul canalului, reglîndu-i aria secțiunii transversale, comandînd astfel curentul de drenă. Lărgimea regiunii sărăcite de purtători variază cu distanța, ca urmare a căderii de tensiune în lungul canalului: în apropierea sursei, tensiunea de polarizare inversă este $V_{inv} = V_G$, iar în apropierea drenei $V_{inv} = V_G - V_D$; într-un punct oarecare y, $V_{inv}(y) = V_G - V_c(y)$, unde $V_c(y)$ reprezintă căderea de tensiune pe canal în punctul considerat (V_G și V_D se adună în modul).

Presupunem $V_D = 0$ și creștem treptat tensiunea V_G; lărgimile regiunilor sărăcite cresc treptat pînă cînd pentru valoarea $V_G = V_P$ are loc închiderea canalului pe întreaga lungime; V_P se numește tensiune prag și pentru TECJ cu canal N este negativă. Dacă $V_D > 0$, atunci canalul se închide (strangulează) mai întîi într-un singur punct, P, din apropierea drenei (fig. 11.2, a); în acest caz tranzistorul este la limita de saturație, iar tensiunile satisfac egalitatea $V_{inv\,P} = V_P = V_G - V_D$. Tensiunea de drenă care rezultă din ultima egalitate se numește de saturație, $V_{DS} = V_G - V_P$; evident, pentru $V_D > V_{DS}$ strangularea canalului se extinde pe o distanță δL (fig. 11.2, b), iar lungimea porțiunii deschise a canalului devine $L_1 = L - \delta L$.

Curentul I_D. În general curentul de drenă este funcție de V_G și V_D; pentru deducerea expresiei analitice a lui I_D se fac cîteva ipoteze simplificatoare: (1) cele două porți, inferioară și superioară, sînt

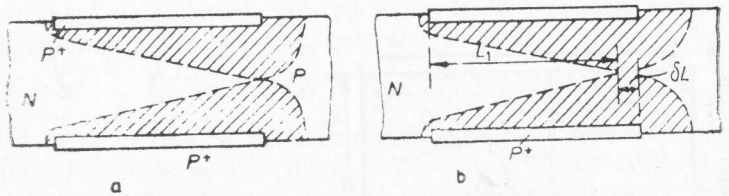


Figura 11.2. Procesele din TECJ cu canal N: a — strangularea canalului; b — scurtarea canalului.

identice și conectate împreună; (2) joncțiunea poartă-canal este de tipul P^+N, abruptă, ideală și polarizată invers (se neglijează influența curentului de purtători minoritari); (3) mobilitatea purtătorilor din canal este constantă (independentă de valoarea cîmpului); (4) este valabilă *aproximația graduală* a lui Shockley, care presupune canalul împărțit longitudinal în două părți: (a) regiunea sărăcită, în care este prezentă numai componenta transversală a cîmpului, E_x, (b) regiunea conductivă, prin care circulă curentul, unde este prezentă numai componenta longitudinală a cîmpului, E_y; aproximația graduală poate fi admisă cînd lărgimea regiunilor sărăcite variază lent cu distanța y, adică avem tensiuni V_D relativ mici și $L \gg a$ ($2a$ reprezintă lărgimea tehnologică a canalului).

Fiind dată simetria structurii, ne vom referi numai la o jumătate de canal (fig. 11.3); din figură rezultă că pentru un punct arbitrar, y, lărgimea regiunii de trecere este

$$x_n = \left\{\frac{2\varepsilon_s[V_b + V_{inv}(y)]}{qN_D}\right\}^{1/2}, \tag{11.1}$$

unde $V_{inv}(y) = V_G - V_c(y)$, iar N_D este concentrația de dopare a impurităților donoare din canal; este ușor de observat că în punctele $y = 0$ și $y = L$ se pot scrie relațiile

$$x_{n0} = \left[\frac{2\varepsilon_s(V_b + V_G)}{qN_D}\right]^{1/2}, \quad x_{nL} = \left[\frac{2\varepsilon_s(V_b + V_G - V_D)}{qN_D}\right]^{1/2}. \tag{11.2}$$

Dacă considerăm cazul particular $V_G = 0$ și punem $x_{nL} = a$, se obțin expresiile tensiunilor de strangulare, V_{PO}, și de prag V_P

$$V_{PO} = V_b + V_P = qN_D a^2/2\varepsilon_s, \quad V_P = V_{PO} - V_b. \tag{11.3}$$

La tranzistorii de construcție timpurie, $V_b = 0{,}2 - 0{,}35$ V și $V_P = 5 - 10$ V; astfel se putea considera $V_P \simeq V_{PO}$; după cum vom vedea mai jos, în construcțiile actuale pentru microunde această presupunere nu mai este valabilă.

Ținînd seama de aproximația graduală, densitatea curentului din canal este

$$j_y = \sigma(y)E_y = -qN_D\mu_n \mathrm{d}V_c(y)/\mathrm{d}y; \tag{11.4}$$

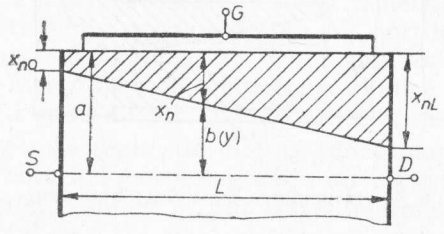


Figura 11.3. Secțiune din canal pentru calculul curentului I_D.

curentul de drenă va fi ($I_D = -I_y = Aj_y$)

$$I_D = -Aj_y = 2qN_D\mu_n Zb(y)\mathrm{d}V_c(y)/\mathrm{d}y, \tag{11.5}$$

unde Z este adîncimea canalului (fig. 11.1). Observînd că $b(y) = a - x_n$, din (11.1) și (11.3) rezultă ($V_{PO} \simeq V_P$)

$$b(y) = a\left\{1 - \left[\frac{V_G - V_c(y)}{V_P}\right]^{1/2}\right\}; \tag{11.6}$$

introducînd în (11.6) și efectuînd integrarea între limitele $y = 0$, $y = L$ și $V_c(0) = 0$, $V_c(L) = V_D$, se obține

$$I_D = G_0\left\{V_D + \frac{2}{3\,V_P^{1/2}}\left[(V_G - V_D)^{3/2} - (V_G)^{3/2}\right]\right\}, \tag{11.7}$$

unde $G_0 = 2qN_D\mu_n Za/L$ este conductanța canalului tehnologic ($G_0 = A\sigma/L$). Avînd în vedere aproximația graduală, este evident că expresia (11.7) este valabilă numai pentru regiunea nesaturată, $V_D < V_{DS}$. În cazul tensiunilor de drenă foarte mici, se poate pune

$$E_y \simeq -V_D/L, \; b = a[1 - (V_G/V_P)^{1/2}]; \tag{11.8}$$

astfel (11.7) devine

$$I_D = -G_0V_D[1 - (V_G/V_P)^{1/2}], \tag{11.9}$$

adică curentul de drenă variază liniar cu tensiunea de drenă; cînd $V_G = V_P$ curentul I_D este zero, indiferent de valoarea lui V_D.

În regiunea de saturație curentul rămîne aproximativ constant și este egal cu valoarea căpătată pentru $V_D = V_{DS} = V_G - V_P$; introducînd această condiție în (11.7) se obține

$$I_{DS} = I_{DSO}\left[1 - 3\frac{V_G}{V_P} + 2\left(\frac{V_G}{V_P}\right)^{3/2}\right], \tag{11.10}$$

unde

$$I_{DSO} = -\frac{2qN_D\mu_n Za}{3L}V_P = -\frac{G_0V_P}{3} \tag{11.11}$$

reprezintă curentul de saturație pentru $V_G = 0$. Tot pentru regiunea de saturație se mai utilizează expresia simplificată

$$I_{DS} = I_{DSO}(1 - V_G/V_P)^n, \tag{11.12}$$

unde $n = 1{,}5-2{,}5$, în funcție de material și geometria dispozitivului. Dacă tensiunea V_{PO} este relativ mică, comparabilă cu potențialul de barieră, V_b, atunci în relațiile (11.6)—(11.12) în loc de V_G se va pune $V_{GT} = V_G + V_b$, iar în loc de V_P se va pune V_{PO}.

Caracteristicile statice teoretice, calculate după relațiile (11.7), (11.9) și (11.10), se reprezintă, de regulă, sub formă normată ca în figura 11.4, a, unde $\bar{i}_D = I_D/I_{DSO}$, $\bar{v}_G = V_G/V_G$, $\bar{v}_D = V_D/V_{DSO}$ (V_{DSO} este tensiunea de saturație corespunzătoare cazului $V_G = 0$, $V_{DSO} = |V_P|$) ; pe această familie distingem trei regiuni : (1) porțiunea inițială liniară, unde este valabilă relația (11.9) ; (2) o porțiune de tranziție spre saturație, descrisă de relația generală (11.7) ; (3) porțiunea de saturație, unde curentul de drenă rămîne constant. Curba punctată separă regiunea nesaturată de cea saturată. În figura 11.4, b este reprezentată familia caracteristicilor de drenă experimentale

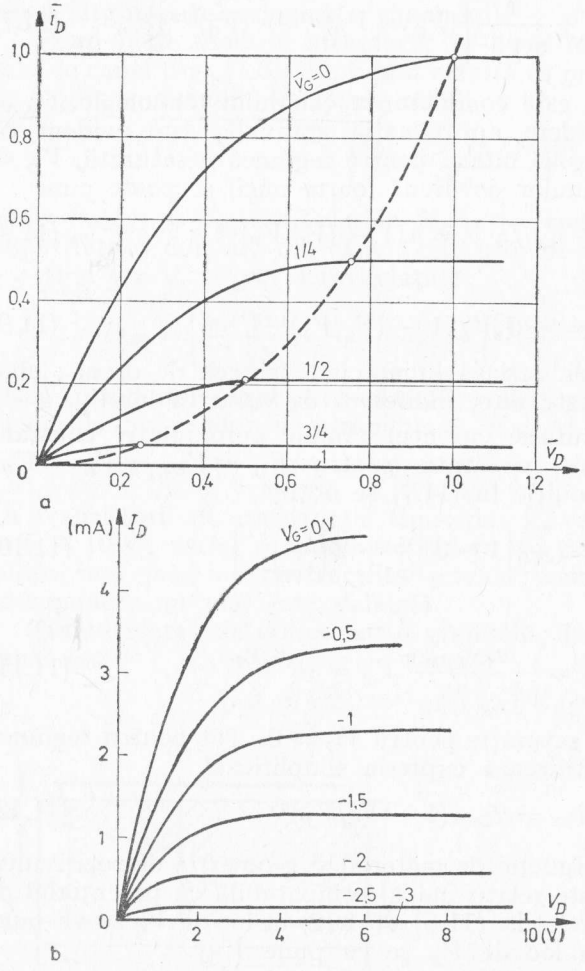


Figura 11.4. Caracteristici volt-amperice statice ale TECJ : a — caracteristici teoretice normate ; b — caracteristici experimentale.

pentru un tranzistor TECJ mediu (2N3864) ; se observă că forma lor este bine descrisă de către relațiile teoretice.

Din figura 11.4 se observă că după intrarea în regiunea de saturație curentul rămîne aproximativ constant. Explicația cea mai plauzibilă a acestui fapt este cea care pleacă de la viteza de saturație a purtătorilor [107] : canalul nu este închis total, ci în porțiunea δL rămîne deschis un strat foarte subțire, în care este prezent un cîmp intens ; astfel electronii ating viteza de saturație, v_s (limitată prin mecanisme de împrăștiere), și curentul rămîne constant ; alte explicații posibile referitoare la comportarea tranzistorilor TECJ în regiunea de saturație pot fi găsite în [2, 19, 5].

Parametrii TECJ. Parametrii de semnal mic cei mai importanți sînt : transconductanța, g_m, conductanța de ieșire, g_d, capacitatea poartă-canal, C_g, și frecvența critică (de tăiere), f_{cr} ; alți parametri utili pentru conceperea unei scheme echivalente complete sînt : conductanțele de intrare, g_{gs}, și de reacție, g_{dg}, capacitățile parazite între terminale, inductanțele parazite, rezistențele ohmice de pierderi asociate porțiunilor necomandate ale canalului.

(1) *Transconductanța* g_m se definește din raportul $g_m = \partial I_D/\partial V_G$ și, ținînd seama de (11.7), se obține

$$g_m = \frac{G_0}{V_P^{1/2}} (V_G - V_D)^{1/2} - V_G^{1/2}] ; \tag{11.13}$$

în regiunea de saturație, unde $V_D = V_{DS} = V_G - V_P$, avem

$$g_{ms} = G_0[1 - (V_G/V_P)^{1/2}]. \tag{11.14}$$

(2) *Conductanța de ieșire*, g_d, se definește prin raportul $g_d = \partial I_D/\partial V_D$ și din (11.7) rezultă

$$g_d = G_0 \left[1 - \left(\frac{V_D - V_G}{V_P}\right)^{1/2}\right] ; \tag{11.15}$$

în regiunea de saturație $g_{ds} = 0$ (trebuie precizat că experimental totdeauna avem $g_{ds} \neq 0$). La tensiuni de drenă foarte mici, $V_D \to 0$, avem

$$g_{d0} = G_0[1 - (V_G/V_P)^{1/2}], \tag{11.16}$$

adică conductanța de ieșire în regiunea inițială este egală cu transconductanța în regiunea de saturație.

(3) *Capacitatea poartă-canal*, C_g are două componente, $C_{gs} = \partial Q_c/\partial V_G$ și $C_{gd} = \partial Q_c/\partial V_D$, unde Q_c este sarcina totală, înmagazinată în regiunea sărăcită a canalului.

(4) *Frecvența de tăiere (critică)*, f_{cr}, definită prin relația $f_{cr} = g_m/2\pi C_g$ reprezintă o frecvență limită intrinsecă.

XI.1.2. Structura și parametrii TECMOS

Tranzistorii TECMOS sînt de două tipuri principale: cu canal indus și cu canal inițial; în domeniul microundelor și al tehnicii de calcul, mai răspîndiți sînt cei cu canal indus. Expunerea principiului de funcționare și deducerea expresiei pentru I_D se vor face cu referire la un tranzistor TECMOS cu canal indus, de tip N (fig. 11.5, a); echilibrul sarcinilor electrice la structura MOS este arătată în figura 11.5, b, unde Q_{ss} reprezintă o sarcină pozitivă rezultată în procesul de creștere a stratului de SiO_2 pe Si. La un tranzistor de bună calitate (Q_{ss} de valoare foarte mică) și în absența tensiunii de poartă ($V_G = 0$), se poate admite că între sursă și drenă nu există un canal conductor; dacă presupunerea $Q_{ss} \simeq 0$ nu este valabilă, atunci pentru închiderea canalului creat de aceste sarcini este necesară aplicarea unei tensiuni negative pe poartă, avînd valoarea $V_P = Q_{ss}/C_0$, unde $C_0 = \varepsilon_i/x_0$ reprezintă capacitatea specifică (pe unitatea de arie) a structurii MOS; prin ε_i s-a notat permitivitatea electrică a izolatorului. De regulă, acest tip de tranzistori se fabrică din Si, iar stratul izolator este din SiO_2. Aplicînd tensiuni V_G pozitive pe poartă, cîmpul electric creat pătrunde pe o anumită distanță în semiconductor; are loc îndepărtarea golurilor în regiunea de suprafață și atragerea electronilor; dacă V_G este suficient de mare, concentrația electronilor în regiunea de suprafață poate deveni mai mare decît concentrația golurilor; astfel ia naștere un *strat de inversiune*, care reprezintă canalul conductiv între sursă și drenă. Dacă concomitent cu V_G se aplică și V_D (cu $V_D < V_G$), în lungul canalului are loc o cădere de tensiune datorită trecerii curentului I_D; drept rezultat lărgimea canalului indus variază cu distanța ca în figura 11.5, a.

Curentul, I_D. Pentru deducerea unei expresii simplificate a curentului de drenă, se introduc cîteva ipoteze simplificatoare: (1) curentul I_D este dat de către mișcarea de drift a purtătorilor în canal, iar

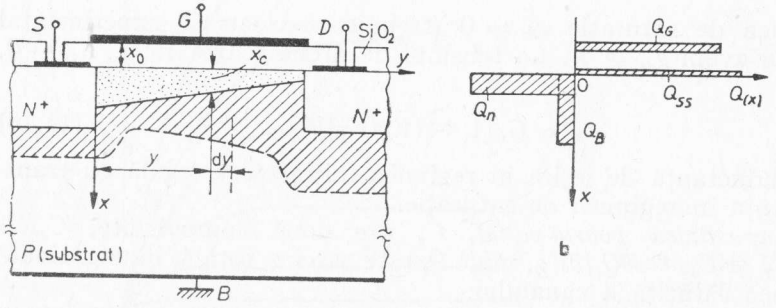


Figura 11.5. Construcția tranzistorului TECMOS: a — structură fizică; b — echilibrul sarcinilor la interfața MOS.

mobilitatea este constantă; (2) izolatorul dintre poartă și canal este considerat ideal, luîndu-se în considerație numai sarcinile pozitive de densitate Q_{ss} de la interfața izolator-semiconductor; (3) toate sarcinile induse de către V_G și Q_{ss} în stratul de suprafață a semiconductorului sînt mobile; (4) substratul este infinit gros, are o concentrație de dopare cu impurități constantă și este conectat la sursă; (5) se consideră valabilă *aproximația graduală*: în izolator cîmpul are numai componentă transversală, E_x, în canal cîmpul are numai componentă longitudinală, E_y.

Densitatea curentului de drenă este

$$j_y = \sigma(y)E_y = -q\delta n\mu_n \mathrm{d}V_c(y)/\mathrm{d}y, \tag{11.17}$$

unde $\delta n = n_s - n_p$ reprezintă concentrația electronilor în exces din stratul de inversiune. La operația de integrare trebuie ținut seama de faptul că atît tensiunea $V_{c(y)}$ cît și sarcina indusă sînt funcție de coordonate. Se poate scrie

$$\int_0^L I_D \mathrm{d}y = \mu_n Z \int_0^D \left(\int_0^{x_c} q\delta n \mathrm{d}x \right) \mathrm{d}V_{c(y)}, \tag{11.18}$$

unde Z este adîncimea canalului, iar x_c grosimea sa în punctul considerat. Conform legii lui Gauss, avem

$$\int_0^{x_c} q\delta n \mathrm{d}x = Q_n(y) = \varepsilon_i E_x, \quad E_x = \frac{V_{GC}(y) - V_P}{x_0}, \tag{11.19}$$

unde $V_{GC}(y) = V_G - V_c(y)$ reprezintă tensiunea totală dintre poartă și canal; introducînd în (11.18) și efectuînd integrarea, rezultă

$$I_D = \frac{\mu_n Z \varepsilon_i}{x_0 L} [(V_G - V_P)V_D - V_D^2/2]. \tag{11.20}$$

Datorită aproximației graduale, ultima expresie este valabilă pentru regimul nesaturat, $V_D < V_{DS} = V_G - V_P$ și $V_G - V_P > 0$; în cazul tensiunilor V_D foarte mici, rezultă

$$I_D = \frac{\mu_n Z \varepsilon_i}{x_0 L} (V_G - V_P)V_D. \tag{11.21}$$

În regiunea de saturație, unde $V_D \geqslant V_{DS} = V_G - V_P$, canalul este strangulat în apropierea drenei, iar curentul I_D are expresia

$$I_{DS} = K(V_P - V_P)^2 = KV_{DS}^2, \tag{11.22}$$

unde $K = \mu_n Z \varepsilon / x_0 L$. Familia caracteristicilor de ieșire pentru un tranzistor TECMOS mediu este arătată în figura 11.6; punctele de

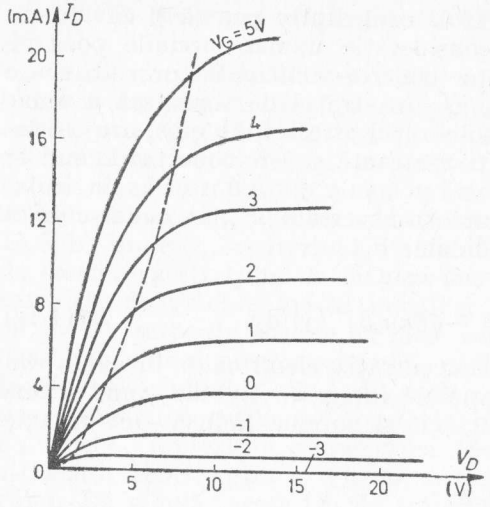


Figura 11.6. Caracteristici volt-amperice statice ale tranzistorului TECMOS.

trecere la saturație sînt situate pe o parabolă, așa cum rezultă și din relația (11.22).

Parametrii TECMOS se definesc la fel ca și pentru tranzistorul TEC J ; referindu-ne la cei mai importanți, avem

(1) *Transconductanța*, g_m, în regim nesaturat are expresia

$$g_m = \partial I_D/\partial V_G = (\mu_n Z \varepsilon_i / x_0 L) V_D, \tag{11.23}$$

iar în regim saturat

$$g_{ms} = (\mu_n Z \varepsilon_i / x_0 L)(V_G - V_P). \tag{11.24}$$

(2) *Conductanța de ieșire*, g_d, are expresia

$$g_d = \partial I_D/\partial V_D = \frac{\mu_n Z \varepsilon_i}{x_0 L}(V_G - V_P)\left(1 - \frac{V_D}{V_G - V_P}\right), \tag{11.25}$$

iar în porțiunea inițială a caracteristicilor

$$g_{d0} = (\mu_n Z \varepsilon_i / x_0 L)(V_G - V_P), \tag{11.26}$$

adică $g_{d0} = g_{ms}$.

(3) *Capacitatea poartă-canal*, C_g, într-o primă aproximație poate fi considerată egală cu $C_g = ZLC_0$.

(4) *Frecvența de tăiere intrinsecă*, f_{cr}, se definește ca $f_{cr} = g_m/2\pi C_g$.

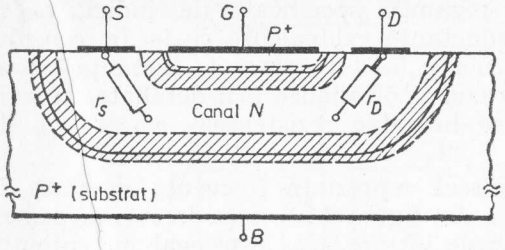


Figura 11.7. Varianta planară a tranzistorului TEC J.

XI.1.3. Scheme echivalente la frecvențe înalte

În acest paragraf se discută pe scurt elementele ce intră în componența schemei echivalente intrinseci și complete a tranzistorilor TEC la frecvențe înalte.

1) **TECJ.** Majoritatea tranzistorilor TEC J sînt realizați în varianta planară (fig. 11.7), unde r_S și r_D sînt rezistențele ohmice ale porțiunilor de canal nemodulate de către poartă.

Schema echivalentă intrinsecă, corespunzătoare porțiunii active a structurii, este arătată în figura 11.8, a [19], unde C_{gsi}, C_{gdi} sînt

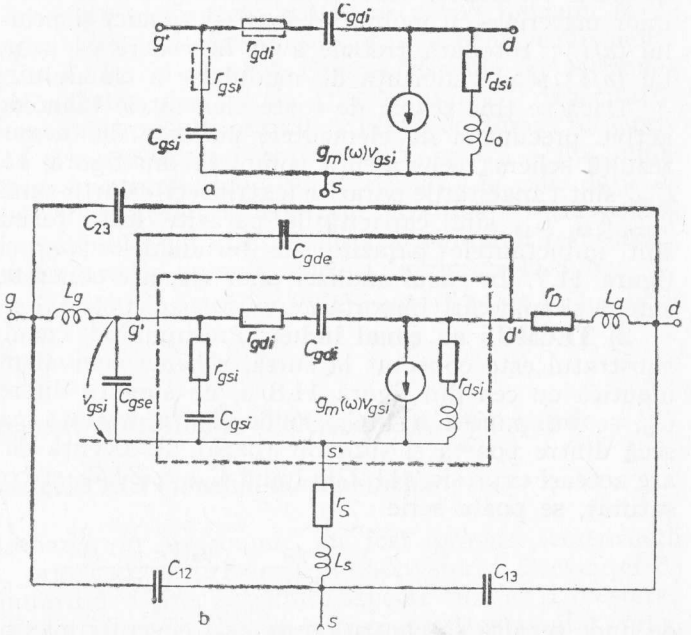


Figura 11.8. Schema echivalentă a tranzistorului TEC J la frecvențe înalte: a — intrinsecă; b — totală.

capacitățile intrinseci între regiunile specificate de indici, $r_{dsi} \simeq \simeq 1/g_{d0}$, $L_0 = \tau_1 r_{dsi}$ este o inductanță echivalentă ce ia în considerație constanta de timp a drenei, $g_m(\omega)$ este transconductanța variabilă cu frecvența. Uneori în cazul unor analize mai detaliate, în serie cu capacitățile C_{gsi} și C_{gdi} se introduc rezistențele r_{gsi} și r_{gdi} de valori mici (zeci de ohmi).

Frecvența de tăiere intrinsecă reprezintă frecvența maximă de funcționare și poate fi definită din figura 11.8, a ca frecvența pentru care curentul prin capacitorul de intrare, C_{gsi}, este egal cu curentul dat de generatorul $g_m v_{gsi}$; astfel

$$g_m v_{gsi} = 2\pi f_{cr} C_{gsi} v_{gsi}, \quad f_{cr} = g_m/2\pi C_{gsi}. \tag{11.27}$$

Pentru a face legătura cu parametrii constructivi ai TECJ se va considera cazul limită, cînd tranzistorul funcționează în regim de saturație și are tensiuni mici pe poartă; astfel $g_{ms} \simeq G_0$ (în general $g_{ms} < < G_0$); de asemenea, se presupune că C_{gsi} reprezintă capacitatea statică a structurii poartă-canal, adică $C_{gsi} \simeq \varepsilon_s ZL/a$. Avem

$$f_{cr} \leqslant \frac{2q\mu_n N_D Za/L}{2\pi(\varepsilon_s ZL/a)} = \frac{qN_D\mu_n a^2}{\pi\varepsilon_s L^2}, \tag{11.28}$$

de unde rezultă că frecvența critică poate fi mărită prin utilizarea unor materiale cu mobilități mari și ε_s mici și prin mărirea raportului (a/L); totodată trebuie avut în vedere că prin mărirea raportului (a/L) scade eficiența de modulație a canalului.

Dacă se ține seama de toate elementele tehnologice ale structurii active precum și de elementele parazite de încapsulare (extrinseci) rezultă schema echivalentă completă din figura 11.8, b, unde: C_{gse}, C_{gde} sînt capacitățile parazite (extrinseci) poartă-sursă și poartă-drenă; C_{12}, C_{23}, C_{13} sînt capacitățile parazite între terminale; L_g, L_d, L_s sînt inductanțele parazite ale terminalelor; r_S și r_D rezultă din figura 11.7. În cazul analizei unor circuite concrete, această schemă suferă simplificări importante.

2) **TECMOS cu canal indus.** Presupunînd cazul particular cînd substratul este conectat la sursă, schema echivalentă intrinsecă este identică cu cea din figura 11.8, a, cu singura diferență că în loc de C_{gsi} se va pune $C_{gbi} + C_{gsi}$, unde C_{gbi} reprezintă capacitatea intrinsecă dintre poartă și substrat (bază). Frecvența de tăiere intrinsecă are aceeași expresie, (11.27); luînd $C_{gsi} \simeq ZLC_0$ și considerînd regimul saturat, se poate scrie

$$f_{cr} = \frac{g_m}{2\pi C_{gsi}} = \frac{\mu_n(V_G - V_P)}{2\pi L^2}, \tag{11.29}$$

de unde rezultă că pentru creșterea frecvenței maxime de funcționare se vor lua materiale cu μ mare și structuri cu L mic.

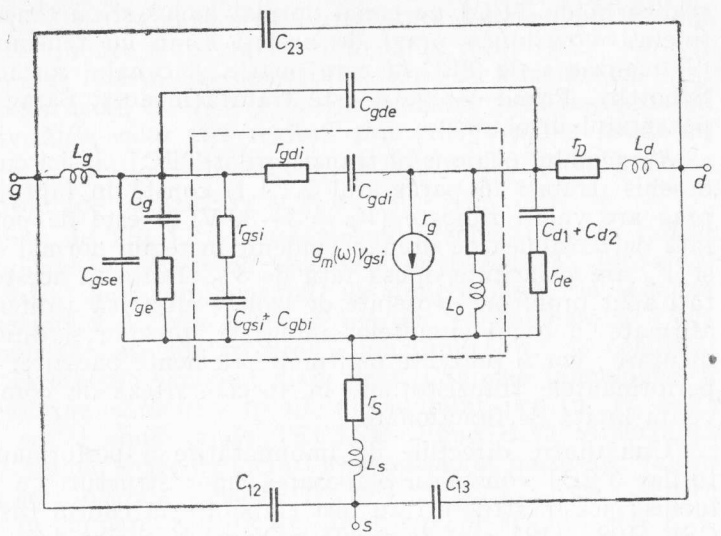


Figura 11.9. Schema echivalentă totală la frecvențe înalte a tranzistorului TECMOS cu canal indus.

Ținînd cont de toate elementele structurii active precum și de elementele de încapsulare (extrinseci), se obține schema echivalentă completă din figura 11.9. Se observă cîteva diferențe în secțiunea extrinsecă față de schema din figura 11.8, a, anume: capacitățile C_{gse}, C_{gde} se datoresc suprapunerii parțiale a porții cu sursa, respectiv drena; între drenă și sursă apare o capacitate $C_d = C_{d1} + C_{d2}$, unde C_{d1} este capacitatea joncțiunii drenă-substrat, iar C_{d2} este dată de metalizarea drenei (substratul este conectat la sursă); între poartă și sursă apare capacitatea C_{gi} datorită metalizării regiunilor respective; restul elementelor au aceeași semnificație ca în figura 11.8, b.

Un studiu detaliat al tranzistorilor TEC poate fi găsit în lucrarea [19].

XI.2. Construcții actuale de TEC pentru microunde

XI.2.1. Tranzistori TECJ cu canal normal închis

Pentru funcționarea în microunde au fost propuse construcții speciale de TEC, prin care se urmărește atît creșterea frecvenței de funcționare și a puterii de ieșire, cît și alte aspecte cum ar fi creșterea transconductanței specifice (g_m/I_D) și micșorarea tensiunilor prag. Se disting două direcții de perfecționare a tranzistorilor TEC: (1)

realizarea de TECJ cu canal normal închis și cu tensiuni de poartă (inclusiv tensiunea prag) de același semn cu tensiunea de drenă; (2) realizarea de TEC la care poarta și canalul formează o barieră Schottky. Prima categorie este tratată în acest paragraf, a doua în paragraful următor.

Principalul neajuns al tranzistorilor TECJ clasici cu canal normal deschis (tratați în paragraful XI.1.1) constă în faptul că tensiunea prag are valori ridicate ($V_P = 3-30$ V) și este de polaritate opusă față de tensiunea de drenă; evident, în regim normal de funcționare și V_G are polaritate opusă față de V_D. Datorită acestor particularități apar probleme deosebite de izolare electrică a diferitelor regiuni, afirmate în cazul circuitelor integrate, precum și dificultăți de alimentare; vor fi prezente mai multe elemente parazite, care limitează performanțele tranzistorilor, în special viteza de comutare și frecvența limită de funcționare.

Una dintre direcțiile de îmbunătățire a performanțelor tranzistorilor TECJ constă în elaborarea unor structuri cu canal normal închis; aceste structuri au fost elaborate în cadrul firmei Thomson-CSF [108—112], sînt de regulă cu canal N și sînt denumite TECJNF (N indică natura canalului, iar F = fermé = închis); pentru a specifica faptul că tensiunea de prag are același semn cu V_D, la denumire se mai adaugă semnul +. Elaborarea tranzistorilor TECJNF+ a fost posibilă prin utilizarea unor tehnologii perfecționate: (1) *mascare electronică*, care permite obținerea unor dimensiuni submicrometrice, strict controlabile și reproductibile; (2) *gravură ionică*, care permite conservarea preciziei date prin mascarea electronică; (3) *implantare ionică*, pentru realizarea regiunilor afirmate, care are avantaje importante față de difuzie: posibilitatea obținerii unor regiuni afirmate foarte subțiri (10^{-1} μm) cu un bun control asupra dimensiunilor geometrice și concentrației de dopare, obținerea de profile diverse prin reglarea energiei ionilor, tratamente termice ulterioare de durată scurtă și temperaturi mai scăzute.

Ca urmare a tehnologiilor specifice de fabricare, pentru TECJNF+ a fost adoptată structura asimetrică din figura 11.10; pe un substrat de mare rezistivitate (notat adesea prin P^-) se realizează canalul de tip N, la capetele căruia sînt amplasate două regiuni de tip N^+, în scopul diminuării rezistențelor ohmice de volum și de contact ale sursei și drenei; poarta este constituită dintr-un strat de tip P^+; toate regiunile afirmate, N, N^+, P^+, sînt realizate prin implantarea ionică. Rezistivitățile celor trei regiuni sînt [109]: $\rho_{P^-} \geqslant 100\ \Omega$cm, $\rho_N \simeq 0{,}1\Omega$ cm, $\rho_{N^+} \simeq \rho_{P^+} \leqslant 10^{-3}\Omega$ cm; pe figura 11.10 sînt indicate și rezistențele ohmice parazite r_S și r_D.

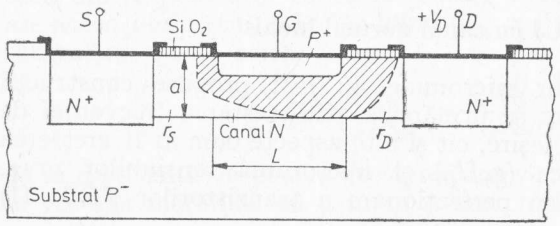


Figura 11.10. Tranzistor TECJ cu canal normal închis (TECJNF+) cu structură asimetrică.

Spre deosebire de TECJ cu canal normal deschis, unde în cadrul analizei simplificate se neglijează tensiunea de barieră V_b (deoarece $V_b \ll V_P$, $V_b \ll V_G$ în regim normal de funcționare), la analiza TECJNF+ tensiunea V_b constituie o mărime fundamentală. Dacă lărgimea regiunii sărăcite (de trecere) a joncțiunii P^+N la echilibru termodinamic este egală sau mai mare decît lărgimea tehnologică a canalului, se obține sărăcirea totală a canalului pentru $V_G = 0$: este realizată astfel condiția de TECJNF. Fiind dată importanța mărimii V_b, un număr mare de lucrări este consacrat măsurării valorii exacte; utilizînd formula clasică, $V_b = V_T \ln(N_A \cdot N_D/n_i^2)$, pentru concentrațiile de dopare specificate, în cazul Si rezultă $0{,}85V < V_b < 1$ V; măsurătorile indică însă valori mult mai mici. Mai mult, s-a constatat că V_b este influențată de tensiunea V_G, aplicată pe poartă și de mobilitatea purtătorilor din canal: astfel V_b este mai mare la o joncțiune P^+N ($\simeq 0{,}77$ V) decît la o joncțiune N^+P ($\simeq 0{,}62$ V), pentru aceleași valori ale concentrațiilor, adică $N_{P^+} = N_{N^+}$ și $N_N = N_P$. Pentru tehnologiile existente, în [108] se consideră că în majoritatea cazurilor de TECJNF+ se poate lua valoarea $V_b \simeq 0{,}72$ V. Dacă se iau valorile $N_A \gtrsim 5 \cdot 10^{20}\,\text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$, rezultă $x_n \simeq 10^3 x_p$, adică regiunea sărăcită se întinde în principal în canal; în cazul $V_G = 0$, avem $x_{n0} = (2\varepsilon_s V_b/qN_D)^{1/2} \simeq 9{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm: dacă lărgimea canalului este mai mică decît lărgimea regiunii sărăcite la echilibru termodinamic, $a < x_{n0}$, rezultă un canal normal închis. Pentru deschiderea canalului este necesar ca pe poartă să fie aplicată o tensiune pozitivă, V_P, numită tensiune prag; evident, vom avea curent între sursă și drenă numai pentru tensiuni $V_G > V_P$. Trebuie subliniat că structura de TECJNF+ din figura 11.10 este adecvată pentru tehnologia circuitelor integrate, în sensul că pe același substrat se poate realiza un număr mare de elemente distincte, deoarece fiecare tranzistor este izolat de către regiunea sărăcită dintre structură și substrat.

Înainte de a face unele considerente asupra parametrilor și performanțelor, este utilă transcrierea în formă adecvată pentru tranzistorii TECJNF+ a expresiilor analitice obținute în XI.1.1. Față de tranzistorul TECJ clasic, cea mai importantă modificare constă în faptul că tensiunea V_G, aplicată pe poartă, este de semn opus față de V_b, iar V_G și V_b sînt de același ordin de mărime; astfel nici una dintre ele nu poate fi neglijată.

Lărgimea regiunii sărăcite are expresia:

$$x_n = \left\{\frac{2\varepsilon_s[V_b - V_{\text{dir}}(y)]}{qN_D}\right\}^{1/2}, \tag{11.30}$$

unde $V_{\text{dir}}(y) = V_G - V_c(y)$, prin $V_c(y)$ notîndu-se căderea de tensiune în lungul canalului; față de sursa luată ca referință, V_b este negativ, iar V_G și V_D sînt pozitive, însă în raport cu joncțiunea poartă-canal V_b și V_D acționează în sensul lărgimii regiunii sărăcite (deci se vor aduna în modul), iar V_G acționează în sensul micșorării regiunii sărăcite. Dacă se consideră $V_D = 0$ și se pune condiția $x_n = a$, tensiunea de poartă corespunzătoare reprezintă tensiunea prag, V_P; astfel din (11.30) rezultă

$$V_b - V_P = qN_D a^2/2\varepsilon_s. \tag{11.31}$$

Lărgimea porțiunii deschise a canalului este

$$b(y) = a\left\{1 - \left[\frac{V_{GT} + V_c(y)}{V_{GP}}\right]^{1/2}\right\}, \tag{11.32}$$

unde $V_{GT} = V_b - V_P$ reprezintă tensiunea efectivă pe joncțiune, iar $V_{GP} = V_b - V_P$ este tensiunea efectivă prag, pentru care începe deschiderea canalului.

Curentul de drenă în regiunea nesaturată este

$$I_D = G_0\left\{V_D - \frac{2}{3V_{GP}^{1/2}}[(V_D + V_{GT})^{3/2} - (V_{GT})^{3/2}]\right\}, \tag{11.33}$$

unde $G_0 = qN_D\mu_n Za/L$; în cazul tensiunilor de drenă foarte mici avem $E_y \simeq -V_D/L$ și $b = a[1 - (V_{GT}/V_{GP})^{1/2}]$ și curentul capătă expresia

$$I_D = G_0 V_D[1 - (V_{GT}/V_{GP})^{1/2}]. \tag{11.34}$$

În regiunea de saturație avem $V_D \gtrsim V_{DS} = V_G - V_P$, unde V_G și V_P sînt pozitive și $V_G > V_P$; curentul de saturație este:

$$I_{DS} = \frac{G_0 V_{GP}}{3}\left[1 - 3\frac{V_{GT}}{V_{GP}} + 2\left(\frac{V_{GT}}{V_{GP}}\right)^{3/2}\right]. \tag{11.35}$$

În mod similar se pot scrie expresiile parametrilor g_m, g_{ms}, g_d și f_{cr}; avem

$$g_m = \frac{G_0}{V_{GP}^{1/2}}[(V_{GT} + V_D)^{1/2} - (V_{GT})^{1/2}], \tag{11.36}$$

$$g_{ms} = G_0[1 - (V_{GT}/V_{GP})^{1/2}], \tag{11.37}$$

$$g_d = G_0\left[1 - \left(\frac{V_{GT} + V_D}{V_{GP}}\right)^{1/2}\right]; \tag{11.38}$$

prin analogie cu (11.28), frecvența critică în regim de saturație are expresia

$$f_{\text{cr}} = \frac{qN_D a^2\mu_n}{4\pi\varepsilon_s L^2} = \mu_n\frac{V_b - V_P}{2\pi L^2} = \mu_n\frac{V_{DS} + V_{GT}}{2\pi L^2}, \tag{11.39}$$

de unde rezultă că pentru creșterea acestei frecvențe sînt necesare materiale cu mobilități mari și se va urmări micșorarea lui L.

Sînt necesare cîteva considerente cu privire la corecțiile ce trebuie aduse expresiilor analitice simplificate, precum și la valorile limită ale unor mărimi; în continuare se prezintă pe scurt aceste considerente, conform lucrării [108].

(1) În cazul tranzistorilor cu canal puternic dopat, trebuie luat în considerație faptul că regiunea sărăcită se întinde și în regiunea P^+; avînd în vedere și faptul că în regiunea P^+, la interfața cu canalul N, există un gradient de concentrație, are loc o variație a tensiunii de barieră, V_b, în funcție de tensiunea aplicată pe poartă.

(2) Tensiunea V_G, aplicată pe poartă, nu poate lua orice valori pozitive; ea este strict limitată de către curentul direct, I_G, a cărui valoare trebuie să fie neglijabilă în raport cu I_D; în practică se admite $I_G \leqslant 10^{-2} I_D$. Se verifică experimental că $V_{GM} \simeq 0{,}6$ V, iar tensiunea efectivă pe joncțiune în acest caz este

$$V_{GTM} = -(V_b - V_{GM}) \simeq -0{,}12 \text{ V}.$$

(3) Mobilitatea purtătorilor μ din canalul deschis variază cu cîmpul electric aproximativ conform relației $\mu = \mu_0/[1 + (E/E_0)]$, unde pentru Si $E_0 \simeq 8{,}5 \cdot 10^3$V/cm; odată cu creșterea cîmpului viteza purtătorilor tinde la saturație; astfel la Si, pentru $E \gtrsim 2 \cdot 10^4$V/cm, avem $v_s = 10^{-7}$ cm $\cdot$ s^{-1} (cîmpul de străpungere este $E_{\text{str}} \simeq 2 \cdot 10^5$V/cm). Densitatea maximă a curentului de drenă va fi $J_{DM} = qN_D v_s = 1{,}6 \cdot 10^{-12} N_D$ A/cm^2. Conform ipotezei din lucrarea [107], curentul de saturație este limitat de către viteza de saturație și canalul nu se închide total niciodată; saturația survine la $V_{DSS} < V_{DS}$, astfel lărgimea canalului în regim de saturație va fi

$$b_s = a\left[1 - \left(\frac{V_{GT} + V_{DSS}}{V_{GP}}\right)^{1/2}\right]. \tag{11.40}$$

(4) Rezistențele parazite, r_S și r_D, micșorează puternic transconductanța și într-o măsură mai mică curentul I_D. În construcțiile obișnuite de TECJNF se obține $r_S = r_D = R_0/4$, unde $R_0 = 1/g_0$ este rezistența canalului tehnologic; curentul de drenă are o valoare mai mică decît cea calculată, $I_{Dr} = \gamma I_D \simeq 0{,}85\, I_D$, iar transconductanța este $g_{mr} = \delta g_m \simeq 0{,}68\, g_m$, unde $\delta = \gamma/[1 + (r_S/R_0)]$.

(5) Conductanța de ieșire, g_d, crește odată cu micșorarea raportului (L/a). Este știut că pentru a crește frecvența de tăiere intrinsecă

este necesar să avem raportul (L/a) cît mai mic; de asemenea, pentru creşterea curentului I_D (a puterii de ieşire) este necesar să avem tranzistori cu lărgimea canalului cît mai mare. Rezultatele experimentale arată însă că raportul (L/a) nu poate fi micşorat oricît, deoarece prin aceasta creşte conductanţa de ieşire şi se micşorează coeficientul static de amplificare în tensiune $\mu_v = g_m/g_d$; ca valoare acceptabilă se poate lua $(L/a) \simeq 5$, pentru care $\mu_v \lesssim 10$.

(6) Concentraţia neuniformă a impurităţilor în canal, în special la limita cu substratul rezistiv, produce o variaţie importantă a tensiunii de barieră, odată cu creşterea tensiunii de grilă, V_G, şi modificarea formei caracteristicilor de transfer, $I_D(V_G)$.

(7) Variaţia progresivă a concentraţiei purtătorilor în canal la limita dinspre regiunea sărăcită (de trecere) va duce la aplatizarea caracteristicii $I_D(V_G)$ în porţiunea apropiată de V_P. La un tranzistor TECJNF mediu avem $V_P = 0{,}4$ V şi $V_{GTM} = -0{,}12$ V; în acest caz lărgimea canalului deschis la maximum, b_M, este egală aproximativ cu două lungimi Debye, $b_M \simeq 2L_D$ $(L_D = [\varepsilon_s V_T/qN_D]^{1/2})$; dar experimental se constată că şi trecerea de la concentraţia zero la concentraţia $n_n \simeq N_D$ se efectuează tot pe distanţa de cîţiva L_D.

În [108] se prezintă două exemple de calcul de TECJNF+, obţinîndu-se valorile:

a) *TECJNF+ de performanţe ridicate:* $N_A \gtrsim 2{,}5 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_D \simeq 2{,}5 \cdot 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $L = 6{,}25 \cdot 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}$, $a = 1{,}25 \cdot 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}$, $b_M = 5 \cdot 10^{-3}\,\mu\mathrm{m}$, $b_s = 1{,}56 \cdot 10^{-3}\,\mu\mathrm{m}$, $L_D = 2{,}5 \cdot 10^{-3}\,\mu\mathrm{m}$, $V_{DSM} = 0{,}2$ V, $I_{DSM}/Z = 0{,}45\,\mathrm{A\,cm}^{-1}$, $g_{msM}/Z = 3\,\mathrm{A/V \cdot cm}$, transconductanţa specifică, $g_{msM}/I_{DSM} = 6{,}7\,\mathrm{V}^{-1}$, $f_{crM} = 70$ GHz.

b) *TECJNF+ mediu:* $N_A = 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $N_D = 4 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $L = 5 \cdot 10^{-1}\,\mu\mathrm{m}$, $a = 10^{-1}\,\mu\mathrm{m}$, $b_M = 4 \cdot 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}$, $b_s = 5 \cdot 10^{-3}\,\mu\mathrm{m}$, $L_D = 2 \cdot 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}$, $V_{DSM} = 0{,}168$ V, $I_{DSM}/Z = 0{,}025\,\mathrm{A\,cm}^{-1}$, $g_{msm}/Z = 0{,}183\,\mathrm{A/V \cdot cm}$, $g_{msM}/I_{DSM} = 7{,}6\,\mathrm{V}^{-1}$, $f_{crM} = 4{,}5$ GHz.

Dintre aceste date două atrag atenţia: frecvenţa de tăiere corespunzătoare canalului deschis are valori foarte ridicate, $f_{crM} = 4 - 80$ GHz; transconductanţa specifică g_{msM}/I_{DSM} are valori deosebit de ridicate în comparaţie cu TECJ normal şi TECMOS, apropiindu-se în acest sens de transconductorul ideal, care este tranzistorul bipolar, unde $g_m/I_c = 1/V_T \simeq 40\,\mathrm{V}^{-1}$ $(T = 300\,\mathrm{K})$. Din punct de vedere funcţional (I_G esenţial diferit de zero) şi al performanţelor TECJNF+ poate fi privit ca un dispozitiv nou, situat între TECJ normal şi TB.

XI.2.2. Tranzistori TEC cu barieră Schottky (TECMES)

Tranzistorii cu efect de cîmp cu barieră Schottky prezintă avantaje deosebite în domeniul microundelor: frecvenţe de tăiere foarte mari şi puteri de ieşire importante; materialele cele mai utilizate sînt

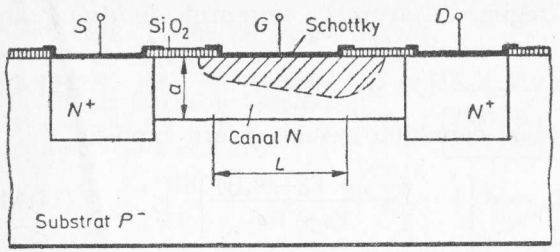


Figura 11.11. Tranzistor TECMOS cu barieră Schottky (TECMES), cu structură planară.

Si şi GaAs. Structura schematică este arătată în figura 11.11: pe un substrat de mare rezistivitate (de tip P^-) se realizează canalul de tip N, la capetele căruia se amplasează două regiuni puternic dopate, N^+, pe care se depun contactele de sursă şi drenă; poarta G este constituită dintr-o peliculă metalică, care, împreună cu canalul, formează o barieră Schottky. Datorită barierei Schottky, la interfaţa poartă-canal se formează o regiune sărăcită, care se întinde în canal; prin utilizarea unor tehnologii perfecţionate (implantare ionică) se pot obţine canale N foarte înguste, astfel lărgimea regiunii sărăcite este comparabilă cu lărgimea tehnologică a canalului. Drept urmare tranzistorii TECMES au tensiuni de prag negative de valori foarte mici, comparabile cu V_b; la unele tipuri de TECMES, utilizate în circuitele logice integrate, lărgimea tehnologică a canalului şi structura MS_N (metal-semiconductor tip N) pot fi alese astfel încît canalul să fie normal închis, iar tensiunea prag să fie pozitivă (de acelaşi semn cu V_b). Neglijînd influenţa stărilor de suprafaţă de la interfaţa metal-semiconductor, tensiunea de barieră poartă-canal este dată de către diferenţa dintre funcţiile de lucru ale metalului şi semiconductorului

$$V_b = (W_{\Phi M} - W_{\Phi S})/q, \tag{11.41}$$

unde $W_{\Phi S} = q\chi + \delta W_{FN} = q\chi + KT \ln (N_c/N_D)$, iar χ este afinitatea electronică a semiconductorului ($q\chi$ este lărgimea benzii de conducţie).

1) *Expresia curentului, I_D.* Fiind dat că în microunde se urmăreşte ca impedanţa de intrare să fie mare, elementele constructive ale tranzistorului se aleg astfel încît tensiunea prag să fie negativă, adică în regim normal de funcţionare dioda Schottky poartă-canal să fie polarizată invers; totodată, V_P şi V_b sînt de acelaşi ordin de mărime, astfel în expresiile curentului şi parametrilor V_b nu poate fi neglijat. Lărgimea regiunii sărăcite din canal la echilibru termodinamic şi în prezenţa tensiunilor normale de funcţionare $(V_G < 0,\ V_D > 0)$ are expresiile

$$x_{n0} = \left(\frac{2\varepsilon_s V_b}{qN_D}\right)^{1/2}, \quad x_n = \left\{\frac{2\varepsilon_s[V_b + V_G - V_c(y)]}{qN_D}\right\}^{1/2}. \tag{11.42}$$

Considerînd $V_D = 0$, strangularea canalului, $x_{nL} = a$, are loc pentru tensiunea $V_{PO} = V_b + V_P = qN_D a^2/2\varepsilon_s$. Fixîndu-ne în limitele

aproximației graduale (regim nesaturat), curentul de drenă are expresia generală

$$I_D = qN_D\mu_n Z b(y)\ \mathrm{d}V_c(y)/\mathrm{d}y, \tag{11.43}$$

unde $b(y)$ reprezintă lărgimea canalului deschis și are expresia

$$b(y) = a - x_n = a\left\{1 - \left[\frac{V_b + V_G - V_c(y)}{V_b + V_P}\right]^{1/2}\right\}; \tag{11.44}$$

în expresiile lui x_n și $b(y)$ trebuie avut în vedere că, în raport cu sursa, V_b și V_G sînt negative, iar $V_c(y)$ pozitivă, însă față de joncțiunea poartă-canal, aceste tensiuni acționează în sensul creșterii regiunii sărăcite. Introducem (11.44) în (11.43) și efectuăm integrarea în limitele $y = 0$, $y = L$, $V_c(0) = 0$, $V_c(L) = V_D$; rezultă

$$I_D = G_0\left\{V_D + \frac{2}{3V_{PO}^{1/2}}\left[(V_b + V_G - V_D)^{3/2} - (V_b + V_G)^{3/2}\right]\right\}, \tag{11.45}$$

unde $G_0 = qN_D\mu_n Za/L$ reprezintă conductanța canalului tehnologic.

La tensiuni de drenă foarte mici (în porțiunea inițială a caracteristicilor de drenă) se poate pune $E_y \simeq V_D/L$ și $b = a[1 - (V_b + V_G)^2/V_{PO}^2]$, astfel pentru I_D rezultă expresia

$$I_D = G_0 V_D[1 - (V_b + V_G)^2/V_{PO}^2)]; \tag{11.46}$$

dacă $V_G = V_P$, $I_D = 0$ indiferent de valoarea tensiunii V_D.

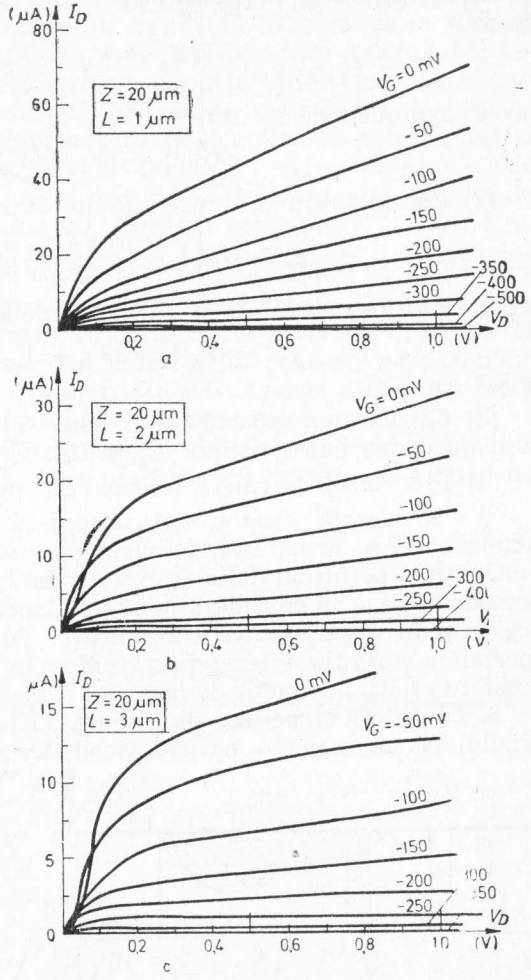
În regiunea de saturație avem $V_{DS} = V_G - V_P$ și curentul de saturație are expresia

$$I_{DS} = I_{DSO}\left[1 - 3\left(\frac{V_b + V_G}{V_{PO}}\right) + 2\left(\frac{V_b + V_G}{V_{PO}}\right)^{3/2}\right], \tag{11.47}$$

unde $I_{DSO} = -G_0 V_{PO}/3$ reprezintă curentul de saturație pentru $V_G = 0$.

Forma caracteristicilor statice experimentale ale tranzistorilor TECMES diferă substanțial de cea rezultată din teoria simplificată (la TECJ normal există o bună concordanță între caracteristicile experimentale și cele calculate); aceste diferențe pot avea mai multe cauze, dintre care cel mai important rol este jucat de către lungimea L și lărgimea a ale canalului. La TECMES utilizați în microunde, pentru creșterea frecvenței de tăiere se iau canale foarte scurte. Însă odată cu scurtarea canalului, între drenă și sursă apare un curent de fugă important, care se închide prin intermediul substratului; acest curent face ca în regiunea de saturație panta caracteristicilor statice să aibă valori evident diferite de zero. Influența lungimii canalului (ceilalți parametri constructivi rămînînd neschimbați) asupra caracteristici-

Figura 11.12. Familii de caracteristici volt-amperice statice experimentale ale tranzistorului TECMES în funcție de lungimea canalului: a — $L = 1$ μm; b — $L = 2$ μm; c — $L = 3$ μm.



lor statice de ieșire este arătată în figura 11.12, a, b, c; pe măsură ce L crește, curenții de fugă se micșorează și caracteristicile se apropie tot mai mult de cele ideale, în sensul că panta lor în regiunea de saturație devine tot mai mică, iar trecerea la saturație devine tot mai netă; totodată tensiunea de prag, V_P, necesară închiderii canalului devine mai mică. La tranzistorii TECMES cu canal normal închis, sau cu canal deschis, dar V_G foarte mică, pot apărea curenți de poartă importanți.

2) *Parametrii* rezultați din teoria simplificată au aceleași expresii ca la tranzistorul TECJ normal.

(1) Transconductanța g_m este

$$g_m = \frac{G_0}{(V_b + V_P)^{1/2}} [(V_b + V_G - V_D)^{1/2} - (V_b + V_G)^{1/2}], \quad (11.48)$$

iar în regiunea de saturație avem

$$g_{ms} = G_0[1 - (V_b + V_G)^{1/2}/V_{PO}^{1/2}]. \quad (11.49)$$

(2) Conductanța de ieșire, g_d, are expresia

$$g_d = G_0\left[1 - \left(\frac{V_b + V_G - V_D}{V_b + V_P}\right)^{1/2}\right], \quad (11.50)$$

iar în porțiunea inițială a caracteristicilor

$$g_{d0} = G_0[1 - (V_b + V_G)^{1/2}/V_{PO}^{1/2}], \quad (11.51)$$

adică $g_{d0} = g_{ms}$.

(3) Capacitatea poartă-canal este $G_g = C_{gs} + C_{gd} \simeq C_{gs}$ întrucît la majoritatea construcțiilor $C_{gs} \gg C_{dg}$.

(4) Frecvența de tăiere (critică) intrinsecă, $f_{cr} \simeq g_m/2\pi C_g$.

3) *Considerații asupra materialului și a dimensiunilor geometrice.* Atunci cînd se urmărește definirea precisă a unor parametri sau îmbunătățirea performanțelor tranzistorilor TECMES de microunde, este necesar să se ia în considerație cîteva aspecte importante, care au fost neglijate în cazul teoriei simplificate. Aceste aspecte se referă în special la variația vitezei purtătorilor în lungul canalului și natura acestei variații în funcție de material și geometria (lungimea) canalului.

Se consideră structura din figura 11.13, a [116], unde poarta și canalul N formează o barieră Schottky; lărgimea regiunii sărăcite

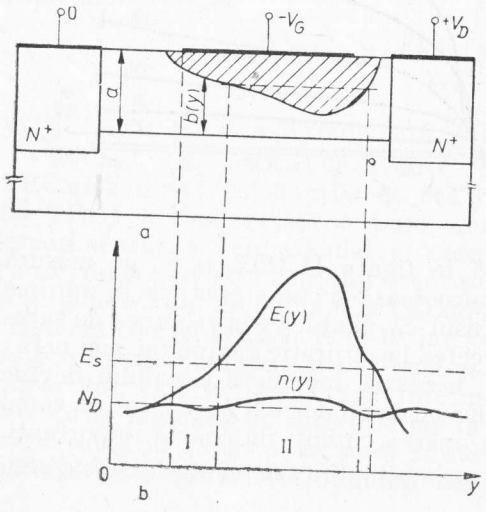


Figura 11.13. Influența materialelor și dimensiunilor geometrice asupra distribuției cîmpului electric și concentrației purtătorilor de sarcină în TECMES.

variază cu distanța, dar nu liniar. Variația cîmpului electric și a concentrației electronilor sînt arătate în figura 11.13, b, unde se disting două zone: I - cîmpul electric, E_y, este mai mic decît valoarea de saturație, E_s, corespunzătoare vitezei v_s a purtătorilor, iar concentrația purtătorilor rămîne aproximativ constantă și egală cu N_D (ușoara îngustare a canalului este compensată prin creșterea vitezei, astfel curentul rămîne constant în lungul canalului); II - cîmpul electric are valori mai mari decît E_s și purtătorii se deplasează cu viteza de saturație v_s. Curentul din canal are expresia generală

$$I_D = qn(y)Zb(y)v(y). \quad (11.52)$$

În cazul Si viteza purtătorilor este variabilă mai ales în zona I, iar în zona II rămîne constantă. În cazul GaAs procesele din zona II sînt determinate de către raportul (L/a) și, în general, v nu rămîne constantă; tocmai această particularitate a GaAs este utilizată pentru obținerea unor viteze cît mai ridicate a purtătorilor în canal.

Variația vitezei purtătorilor în funcție de cîmpul electric la GaAs și Si este arătată în figura 11.14, a; se observă că la GaAs viteza are

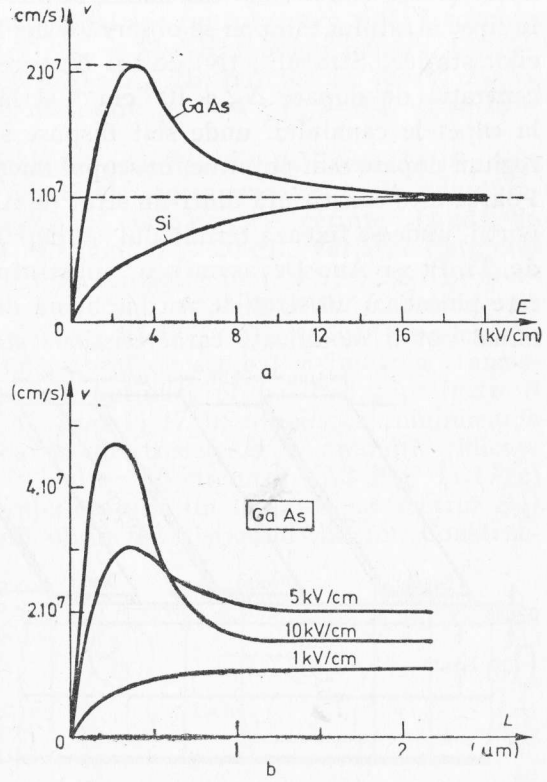


Figura 11.14. Influența dimensiunilor geometrice și intensității cîmpului electric asupra vitezei electronilor: a — variația vitezei în funcție de intensitatea cîmpului electric; b — influența lungimii canalului și a cîmpului electric asupra vitezei.

o valoare maximă $v_{max} \gtrsim 2 \cdot 10^7$ cm $\cdot$ s^{-1}, pentru $E_1 \simeq 3 \cdot 10^3$V/cm, apoi scade, tinzînd la valoarea de saturație, v_s; atît la GaAs cît și la Si vitezele de saturație sînt egale și se obțin la cîmpuri $E_s \gtrsim$ $\gtrsim 16 \cdot 10^3$V/cm. O particularitate deosebită a GaAs este faptul că viteza purtătorilor din canal variază puternic cu distanța și intensitatea cîmpului electric (fig. 11, 14, b); din figură este evident că pentru lungimi ale canalului $L \lesssim 1$ μm se vor obține viteze deosebit de ridicate la cîmpuri mai mici decît cel de saturație. În comparație cu Si, mobilitățile purtătorilor în GaAs sînt de 5—6 ori mai mari, fapt ce permite obținerea unor frecvențe de tăiere mult mai mari.

O construcție tipică de TECMES pentru microunde este arătată în figura 11.15. Substratul din GaAs este dopat cu Cr, în scopul realizării unei rezistivități foarte mari, reducînd astfel curenții de fugă dintre sursă și drenă. Urmează un strat tampon, de rezistivitate relativ ridicată ($N_{DT} \simeq 10^{13}$cm^{-3}), care are rolul de a evita o anumită degradare a mobilității electronilor din canal, la interfața cu substratul izolator; în lipsa stratului tampon se observă o deplasare în timp a caracteristicilor statice. Stratul activ, de tip N, care formează canalul, are concentrația de dopare $N_D \simeq 10^{17}$ cm^{-3} și lărgimea $a \simeq 0{,}2$μm; adesea la capetele canalului, unde sînt dispuse sursa și drena, se realizează regiuni dopate mai puternic, în scopul micșorării rezistențelor parazite. Poarta este constituită dintr-un strat de Al depus pe canal; la capătul porții, unde se fixează terminalul, se depun succesiv peste Al straturi de Ti, Pt și Au. De asemenea, substratul izolator, din GaAs + Cr, este placat cu un strat de Au; aplicînd diferite tensiuni pe acest terminal pot fi modificate caracteristicile statice.

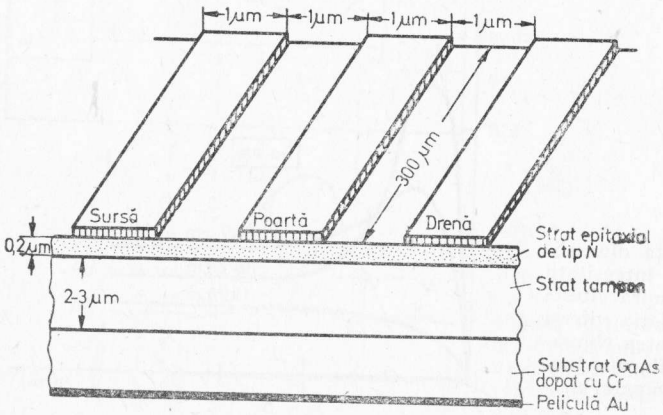


Figura 11.15. Construcție tipică de TECMES pentru microunde.

XI.3. Amplificatori și generatori de microunde cu TECMES

XI.3.1. Amplificatori de mică putere cu TECMES

În general, amplificatorii de microunde cu TECMES se disting prin factor de zgomot mic, bandă de trecere și gamă dinamică foarte largi. Tipurile comercializate (încapsulate) de tranzistori permit realizarea de amplificatori cu funcționare sigură pînă la 17 GHz; perspective interesante prezintă TECMES de putere, discutați în paragraful următor.

1) **Amplificatori în bandă S de zgomot redus [114].** Perfecționarea continuă a tehnologiei tranzistorilor TEC cu barieră Schottky a făcut posibil ca, începînd cu anul 1974, să fie comercializați tranzistori TECMES din GaAs cu foarte bune performanțe în microunde. În amplificatorul descris sînt utilizați tranzistori NE 244, cu canal N, montat într-o capsulă de tipul linii plate (stripline), fapt ce a permis ca întreaga construcție a amplificatorului să fie realizată sub forma unui circuit „microstrip". Parametrii principali ai acestui tranzistor sînt: frecvența maximă de oscilație (intrinsecă), $f_{cr} = 55$ GHz; cîștigul maxim, $G_{max} =$ $= 17$ dB, factorul de zgomot, $FS = 1{,}5$ dB, puterea de ieșire, $P_{ieș} =$ $= 10$ dB/mW; condițiile de măsurare au fost: $V_D = 3$V, $I_D = 10-$ -15mA.

Schema-bloc a amplificatorului este arătată în figura 11.16; sînt utilizați doi tranzistori și circuitele corespunzătoare de adaptare. Amplificatorul trebuie să satisfacă următoarele cerințe: bandă de trecere, $B = 3{,}2 - 3{,}5$ GHz, cîștigul, $G > 20$ dB, variația cîștigului în banda de trecere sub 0,1 dB, factor de zgomot, $FS < 2{,}5$ dB, nivelul admisibil al puterii de intrare sub -20 dB/mW. Circuitele de adaptare CA1, CA2 și CA3 au roluri diferite: (a) circuitul de adaptare CA1 (fig. 11.17, a) dintre generatorul de semnal și intrarea tranzistorului T_1 are rolul principal de a optimiza primul etaj după factorul de zgomot; (b) circuitul CA2 (fig. 11.17, b) urmărește minimizarea fluctuațiilor cîștigului în banda de trecere și o anumită ridicare a cîștigului înspre frecvențele înalte; (c) circuitul CA3 (fig. 11.17, c) efectuează adaptarea impedanței etajului final (după parametrul S_{22}) cu sarcina de 50Ω, urmărind obținerea cîștigului maxim. Construc-

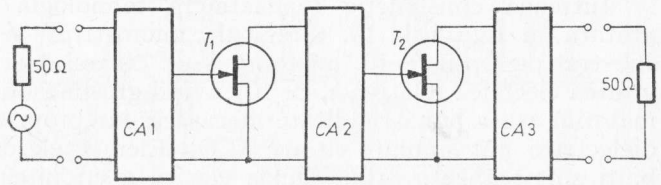


Figura 11.16. Amplificator în banda S cu TECMES.

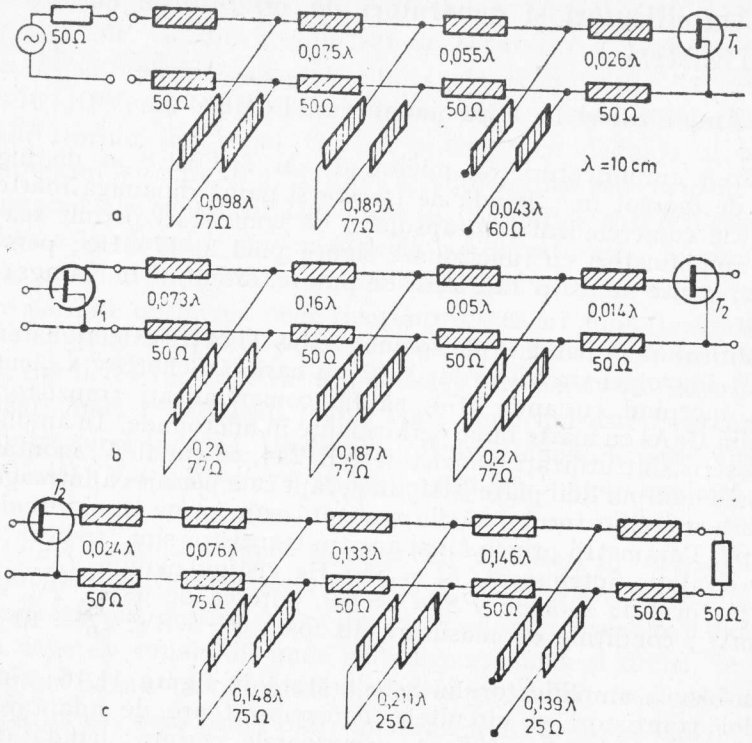


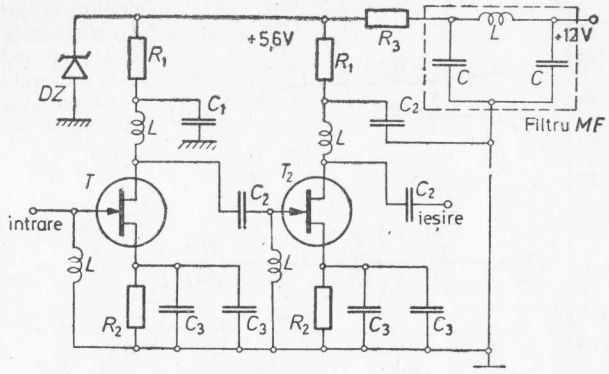
Figura 11.17. Circuite de adaptare ale amplificatorului cu TECMES realizate prin tehnologia microstrip : a — CA_1 este optimizat pentru factor de zgomot minim; b — CA_2 urmărește obținerea unui cîștig constant în întreaga bandă de trecere; c — CA_3 urmărește adaptarea etajului final cu sarcina de 50 Ω.

tiv toate cele trei circuite de adaptare sînt realizate prin elemente cu parametrii distribuiți pe baza tehnologiei ,,microstrip''.

Elementele circuitului de polarizare rezultă din figura 11.18. Fiind dat că se folosește o singură sursă de alimentare sînt necesare filtre de decuplare pentru a evita reacția între ieșire și intrare. În cazul tranzistorilor NE 244, se ia $I_D = 10$ mA, $V_D = 3$ V, astfel rezultă: $R_1 = 56\Omega$, $R_2 = 220\Omega$, $R_3 = 330\Omega$.

Întreaga construcție realizată în tehnologia ,,microstrip'' este arătată în figura 11.19. Circuitul ,,microstrip'' se realizează pe un substrat de Epsilam-10 (un compus de ceramică și teflon cu permitivitatea electrică relativă $\varepsilon_r \simeq 10$) avînd grosimea de 0,635 mm ; acest material are o bună rigiditate mecanică, iar proprietățile izolatoare și dielectrice sînt similare cu ale Al_2O_3. Elementele cu parametri distribuiți sînt realizate prin tehnica clasică a circuitelor imprimate ; ele-

Figura 11.18. Elementele circuitului de polarizare a amplificatorului din figura 11.16.



mentele discrete (tranzistori, capacitori, rezistori) sînt implantate prin sudură, apoi întregul ansamblu se montează într-o cutie metalică, care asigură protecția mecanică și împotriva radiațiilor.

Principalii parametri ai amplificatorului, obținuți prin măsurători, sînt reprezentați în graficele din figura 11.20 ; se observă o îmbunătățire a parametrilor G (fig. 11.20, a) și FS (fig. 11.20, b) cu scăderea temperaturii ; din curba de transfer, $P_{ieș} = f(P_{in})$ (fig. 11.20, c), se observă într-adevăr că pentru nivele de intrare ce depășesc —20 dB/mW cîștigul scade simțitor.

2) **Amplificator în banda X [112].** Amplificatorul funcționează în banda 8,6—9,6 GHz și este destinat căilor de recepție din echipamentele radar mobile ; este echipat cu tranzistori TECMES din GaAs, de tipul NE 24406 ; se utilizează tehnologia ,,microstrip'', iar drept substrat s-a ales Al_2O_3. Parametrii impuși amplificatorului sînt : cîștigul nominal, $G \gtrsim 15$ dB, variația cîștigului în banda de trecere mai mică de $\pm 0{,}5$ dB, factor de zgomot, $FS < 5$ dB ; o bună stabilitate a tranzistorilor pentru a evita autooscilațiile în întreaga bandă de frecvențe.

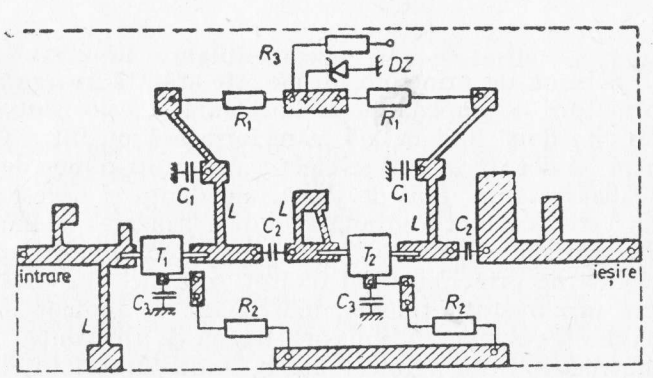


Figura 11.19. Construcția amplificatorului din figura 11.16, realizată prin tehnologia microstrip pe un substrat de Epsilam—10.

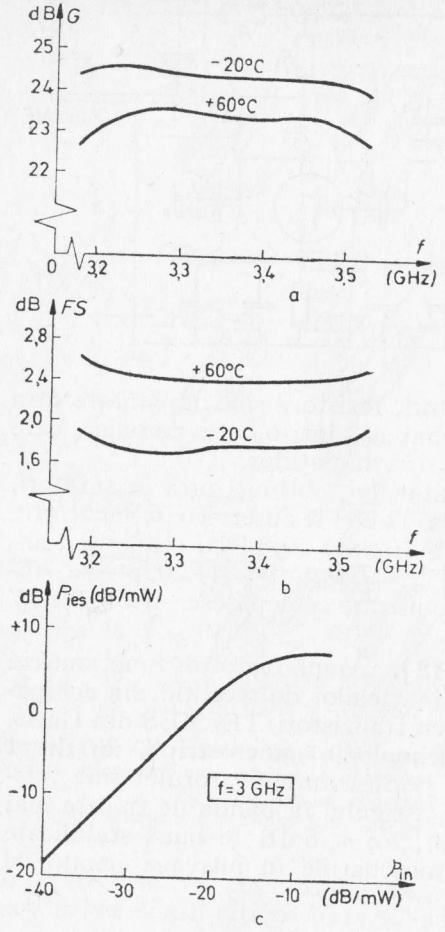


Figura 11.20. Parametrii amplificatorului cu TECMES din figura 11.16: a — variația cîștigului cu frecvența; b — variația factorului de zgomot cu frecvența; c — variația puterii de ieșire în funcție de cea de intrare.

Schema de principiu ideală este arătată în figura 11.21, a. Transformatorii de impedanță de la intrare și ieșire sînt constituiți fiecare din cîte două linii în $\lambda/4$, care formează un filtru Cebîșev; cuplajul între cei doi tranzistori se efectuează printr-o linie de impedanță joasă. Realizarea unor linii de joasă impedanță și necesitatea decuplajului după componenta continuă au impus utilizarea de linii paralele cuplate. În decursul calculului elementelor circuitului (tipul de tranzistor și schema de principiu fiind fixate), se aplică un criteriu de optimizare care urmărește obținerea unui factor de zgomot minim și un cîștig maxim și constant în întreaga bandă de frecvențe. Rezultă structura „microstrip" din figura 11.21, b, unde parametrii electrici ai diferite-

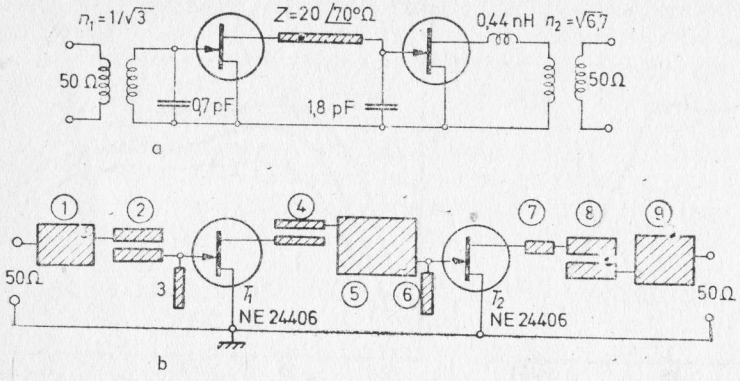


Figura 11.21. Amplificator în banda X cu TECMES: a — schema de principiu ideală; b — schema detaliată în tehnologia microstrip.

lor secțiuni au valorile: $1 - Z_1 = 20\Omega$, $\theta_1 = 111°$; $2 - Z_{c2} = 49{,}3\Omega$, $Z_{d2} = 25\Omega$, $\theta_2 = 80°$; $3 - Z_3 = 50\Omega$, $\theta_3 = 0°$; $4 - Z_{c4} = 75\Omega$, $Z_{d4} = 29\Omega$, $\theta_4 = 92°$; $5 - Z_5 = 23\Omega$, $\theta_5 = 160°$; $6 - Z_6 = 30\Omega$, $\theta_6 = 68°$; $7 - Z_7 = 50\Omega$, $\theta_7 = 27{,}5°$; $8 - Z_{c8} = 49{,}5\Omega$, $Z_{d8} = 30\Omega$, $\theta_8 = 90{,}5°$; $9 - Z_9 = 20\Omega$, $\theta_9 = 93°$. Impedanțele Z_c se referă la modul comun (par), iar Z_d la modul diferențial (impar) a undelor electromagnetice de tip TEM care se propagă în liniile cuplate respective; pentru medii omogene $\theta_c = \theta_d = \omega l/v$, unde l este lungimea liniei, iar v viteza de propagare [119].

Variațiile cîștigului și factorului de zgomot în banda de trecere sînt arătate în figura 11.22, a, b; variația cîștigului cu temperatura este arătată în figura 11.22, c. Curba de transfer $P_{ieș} = f(P_{in})$ la $f = 9{,}3$ GHz și $T = 20°C$ este arătată în figura 11.22, d; primul tranzistor are $I_D = 10$ mA, al doilea $I_D = 15$ mA, iar tensiunea de drenă este aceeași $V_D = 3$ V.

XI.3.2. Particularitățile amplificatorilor și oscilatorilor de putere cu TECMES

1) **Probleme constructive.** Creșterea puterii de ieșire la TECMES poate fi realizată constructiv, în principal pe două căi [120—122].

(a) *Mărirea adîncimii canalului Z.* Considerînd frecvența fixată prin lungimea L a canalului, puterea de ieșire poate fi mărită prin creșterea adîncimii canalului (a porții) adică prin creșterea curentului de drenă; raportul (L/a) este, de asemenea, fixat din condițiile de comandă eficientă a canalului și prin valoarea conductanței de drenă. Experimental s-a constatat, într-adevăr, că inițial puterea crește aproxi-

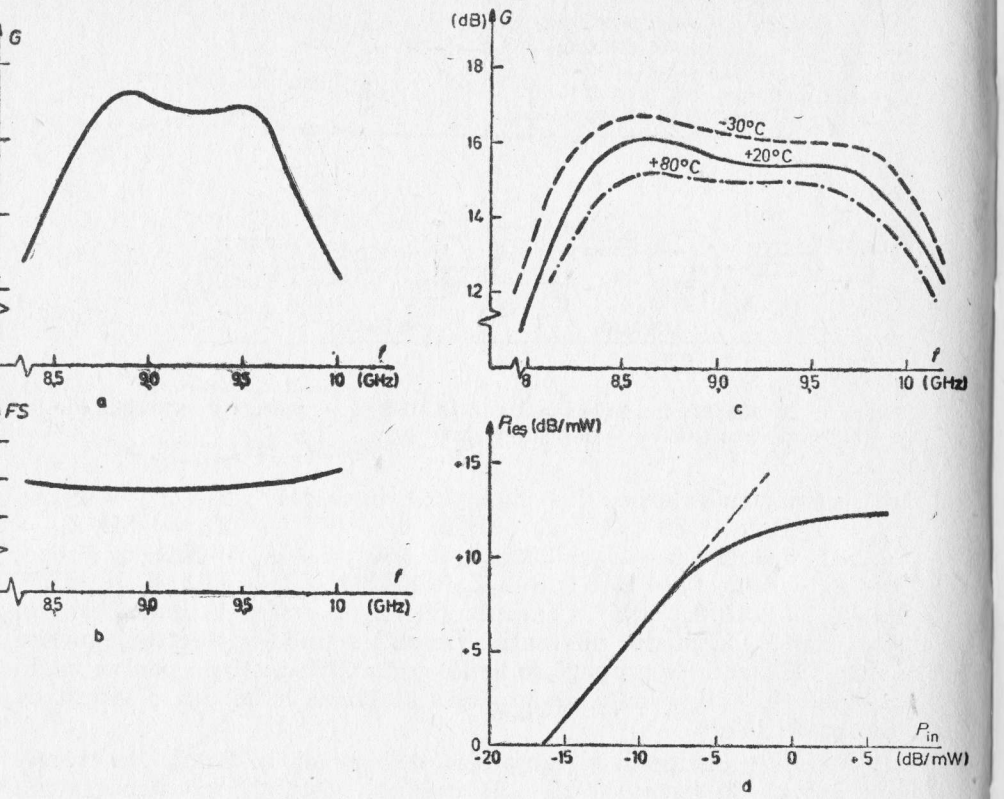


Figura 11.22. Parametrii amplificatorului cu TECMES din figura 11.21: a — variația cîștigului în banda de trecere; b — variația factorului de zgomot; c — variația cîștigului cu temperatura; d — variația puterii de ieșire în funcție de cea de intrare.

mativ liniar cu Z, dar apoi rata de creștere a puterii se micșorează substanțial. A reieșit că micșorarea ratei de creștere este determinată de repartiția neuniformă a tensiunii de r.f. pe suprafața porții. Pe direcția Z poarta și sursa formează o linie de transmisie; valoarea maximă a lui Z, pentru care dependența dintre $P_{ieș}$ și Z este încă liniară, se determină din condiția $Z_{max} \leqslant 0{,}1\lambda$ unde λ este lungimea de undă în linia formată de poartă și sursă. De exemplu, la frecvența $f = 10$ GHz (pentru care $L \gtrsim 1$ μm) adîncimea maximă admisă este $Z_{max} = 50\mu$m. O soluție constructivă ingenioasă constă în conectarea în paralel a unui număr de structuri avînd $Z < Z_{max}$; se obține astfel un tranzistor echivalent cu Z foarte mare ($Z = 2 \cdot 10^3 - 10 \cdot 10^3 \mu$m).

(b) *Mărirea tensiunii de străpungere drenă-sursă.* Este cunoscut că la tranzistorii TECMES fabricați prin tehnologii clasice (fără stratul

tampon și regiunile N^+ puternic dopate, de la capetele canalului N) tensiunea de străpungere drenă-sursă are valori relativ mici, $V_{Dstr} = 5-7$ V; o metodă eficace de creștere a tensiunii de străpungere constă în realizarea unor regiuni N^+ pe capetele canalului N, sub contactele de sursă și drenă; totodată trebuie ales în mod adecvat stratul tampon, care separă structura tranzistorului de substrat. Prezența regiunilor N^+ duce la o distribuție mai uniformă a cîmpului în canal și stratul tampon și elimină concentrațiile liniilor de cîmp de la marginile electrozilor; au fost obținuți tranzistori TECMES cu $V_{Dstr} \simeq 17$ V.

Dimensiunile medii ale unei secțiuni de TECMES de putere, care poate funcționa în banda X, sînt arătate în figura 11.23,a; realizarea de ansamblu este arătată schematic în figura 11.23,b și conține 28 surse, 28 drene și 52 porți. Întreaga structură constituie un singur tranzistor echivalent, numit adesea celulă; sursele, drenele și porțile sînt conectate împreună între ele prin benzi metalice.

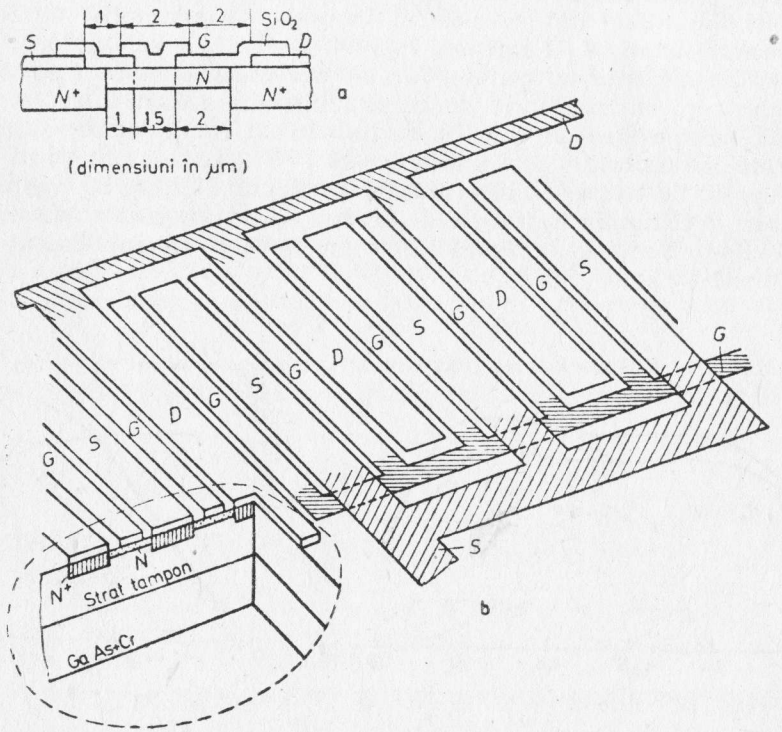


Figura 11.23. Tranzistor TECMES cu secțiuni multiple: a — dimensiunile geometrice ale unei secțiuni; b — vedere de ansamblu a unui tranzistor cu 28 de secțiuni.

2) **Amplificator cu cîștig ridicat în banda** G **[123].** Întîi trebuie subliniat că pentru o bună răcire tranzistorii TECMES de putere nu se încapsulează separat, ci se montează direct cu substratul pe un perete metalic al cavității rezonante, sau alt element de răcire.

Amplificatorul conține două blocuri și poate furniza la ieșire puterea de 1 W în banda $f = 4{,}5-5$ GHz; cîștigul global este $G \gtrsim 30$ dB. Toate etajele de amplificare sînt echipate cu tranzistori TECMES din GaAs: un tranzistor echivalent (celulă elementară) are: $L = 1{,}2$ μm, $Z_{tot} = 600$ μm, cîștigul de 11 dB la frecvența $f = 5$ GHz și puterea de ieșire, $P_{ieș} = 160$ mW; în primul bloc tranzistorul echivalent conține o singură celulă, în blocul final tranzistorul echivalent conține 3 celule elementare.

Primul bloc constă dintr-un amplificator-excitator: preamplificatorul conține două etaje și are un cîștig ridicat; excitatorul conține tot două etaje de amplificare, separate printr-un circuit hibrid de cuplaj astfel este asigurată o bună separație între excitator și amplificator, mai mare de 20 dB și o putere de ieșire suficientă pentru intrarea blocului final. Cîștigul acestui bloc este aproximativ $G_1 \simeq 28$ dB pentru un nivel de intrare, $P_{in} = 0{,}4$ mW. Al doilea bloc constituie un amplificator de putere, format din două etaje separate între ele printr-un circuit hibrid de cuplaj. Cîștigul acestui bloc este $G_2 \simeq 6$ dB, iar puterea de ieșire în regim saturat (unde curba $P_{ieș} = f(P_{in})$ tinde la saturație) este mai mare de 1 W. Variația puterii de ieșire în funcție de frecvență este arătată în figura 11.24,a, iar variațiile puterii și cîștigului în funcție de nivelul de intrare sînt arătate în figura 11.24,b. Factorul de zgomot este $FS \gtrsim 6$d B, iar randamentul global $\eta \simeq 16$ %.

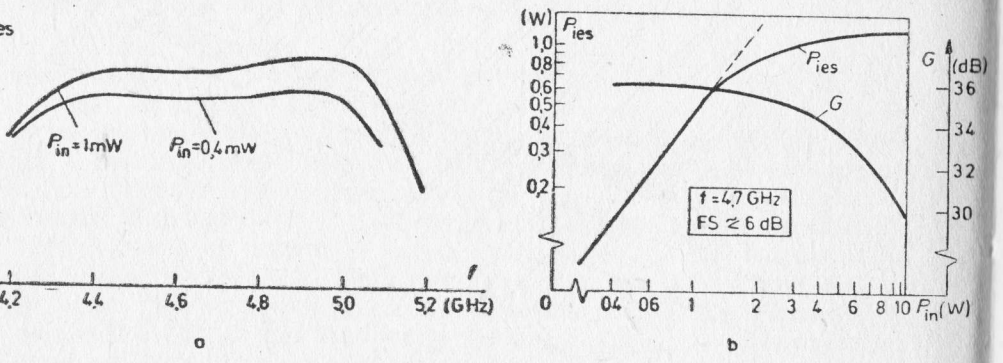


Figura 11.24. Amplificator în banda 5 GHz, parametrii funcționali: a — variația puterii de ieșire în banda de trecere; b — variația puterii de ieșire și a cîștigului în funcție de puterea de intrare.

3) **Amplificator de putere în banda X [121, 122].** În lucrările lui Fukuta și colaboratorii săi sînt descrise mai multe tipuri de amplificatori utilizînd tranzistori TECMES cu mai multe secțiuni conectate în paralel. De exemplu, TECMES cu 28 secțiuni (28 surse, 28 drene, 52 porți), descris mai sus, avînd tensiunea de străpungere $V_{Dstr} = 11$ V poate furniza puterea de 4 W cu randamentul $\eta = 45\%$ la frecvența $f = 4$ GHz și puterea de 2,2 W cu $\eta = 28$ % la $f = 8$ GHz. Variațiile puterii de ieșire și randamentului în funcție de frecvență, tensiunea de drenă și nivelul de intrare sînt arătate în figura 11,25,a, b,c.

O altă variantă de realizare constructivă a tranzistorului TECMES cu mai multe secțiuni constă în separarea structurii de ansamblu în două celule distincte, fiecare conținînd cîte 26 porți conectate în paralel; prin aceasta s-a reușit creșterea tensiunii de drenă ($V_{Dstr} = 15$ V) și a randamentului.

4) **Generator cu TECMES în banda J.** Se estimează că generatorii cu TECMES din GaAs se situează, din punctul de vedere al factorului de zomot între cei cu DTE și diode IMPATT, ultimii avînd FS mai ridicat; în ce privește banda de acord, randamentul și prețul de cost generatorii cu TECMES constituie o variantă atrăgătoare în comparație cu alte dispozitive semiconductoare.

Generatorul descris în lucrarea [124] funcționează în banda J, putînd furniza $P_{ieș} \simeq 300$ mW cu randamentul $\eta = 22\%$, la frecvența $f = 6$ GHz. Tranzistorul echivalent utilizat are 10 porți conectate în paralel, adîncimea totală a canalului fiind $Z_{tot} = 2{,}5 \cdot 10^3$ μm, iar $L = 1{,}5$ μm. Puterea de ieșire a acestui tranzistor la $f = 6$ GHz în regim de amplificare este $P_{ieș} = 630$ mW; cîștigul în regim liniar este 8 dB, iar în regim de saturație $\simeq 5$ dB; la $f = 8$ GHz, $P_{ieș} = 500$ mW.

Principalele caracteristici ale generatorului pe frecvența $f = 6$ GHz sînt reprezentate în figura 11.26. O particularitate interesantă a gene-

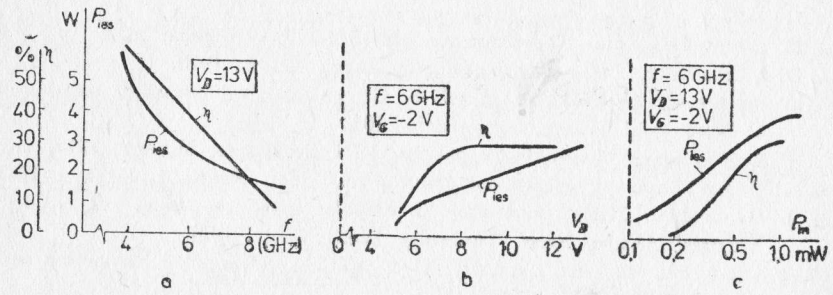


Figura 11.25. Amplificator de putere în banda X, variațiile puterii și randamentului în funcție de: a — frecvență; b — tensiunea de drenă; c — puterea de intrare.

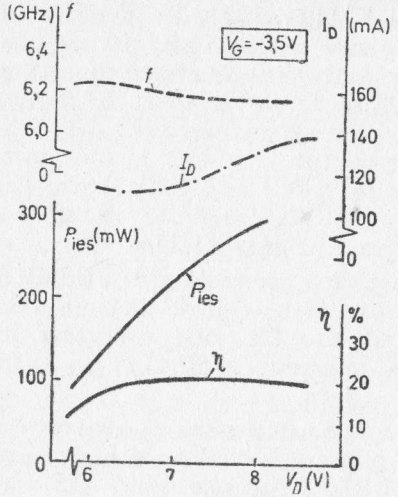


Figura 11.26. Variația diferiților parametri ai amplificatorului de putere din banda f în funcție de tensiunea de drenă.

ratorilor cu TECMES este aceea că frecvența de oscilație variază aproximativ liniar cu tensiunea de poartă (V_D fixată); rata de variație (acord) are valorile $S_a = \Delta f/\Delta V_G = 100-200$ MHz/V.

BIBLIOGRAFIE

(Partea a II-a)

1. H. A. Watson (editor), *Microwave semiconductor devices and their circuit applications*, Mc. Graw-Hill Company, N.Y., 1969.
2. S. M. Sze, *Physics of Seminconductor devices*, J. Wiley and Sons, N.Y., 1969.
3. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, ed. IV, J. Wiley and Sons, N.Y., 1971.
4. M. Drăgănescu, *Electronica corpului solid*, Ed. tehnică, 1972.
5. D. D. Sandu, *Electronica fizică*, Ed. Acad. R.S.R., 1973.
6. A. Many, Y. Goldstein, N. B. Grover, *Semiconductor surfaces*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1965.
7. P. S. Kireev, *Semiconductor physics*, MIR Publishers, Moscow, 1975.
8. K. V. Salimova, *Fizika poluprovodnikov*, Izdat. Energhia, Moskva, 1971.
9. D. Dascălu, *Transit time efects in unipolar solid-state devices*. Ed. Acad. R.S.R. București-Abacus Press, Tunbridge Wells, Kent, 1974.
10. Burstein, E., S. Lundquist (editors), *Tunneling phenomena in solids*, Plenum Press, N.Y., 1969.
11. A. S. Grove, *Fizica și tehnologia dispozitivelor semiconductoare* (trad. din limba engleză), Ed. tehnică, 1973.

12. D. D. Sandu, *Dispozitive și circuite electronice*, Ed. didactică și pedagogică, 1975.
13. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Ed. Acad. R.S.R., 1978.
14. Gh. Rulea, *Tehnica frecvențelor foarte înalte*, Ed. didactică și pedagogică, 1972.
15. A. F. Harvey, *Microwave engineering*, Academic Press, London-N.Y., 1963.
16. R. Baican, *Oscilatori și amplificatori de microunde cu dispozitive semiconductoare*, Ed. Acad. R.S.R., 1969.
17. Gr. Antonescu, *Dispozitive semiconductoare pentru microunde*, Ed. tehnică, 1978.
18. D. H. Martin, K. Mizuno, *Generation of coherent submillimetre waves*, „Adv. Physics", vol. 25, Nr. 3, p. 211, 1976.
19. R. S. C. Cobbold, *Theory and applications of field effect transistors*, J. Wiley and Sons, N.Y., 1970.
20. Gh. Savin, N. Romsan, *Circuite neliniare*, Ed. tehnică, 1971.
21. R. E. Fischer, „IEEE Trans", vol. MTT—13, p. 706, 1965.
22. R. Funck, J. Obregon, „Inter. Solid State Circ. Conf. Digest", Philadelphia, p. 116, 1976.
23. R. S. Curby, L. J. Nevin, „Inter. Solid. State Circ. Conf. Digest", Philadelphia, p. 118, 1976.
24. * * * „IEE MTT—S Intern. Micr. Symp. Digest", p. 212, 1977.
25. V. V. Vorobev, K. K. Morozov, A. V. Suetenko, „Zarub. Radioelektr.", Nr. 2, p. 63, 1978.
26. R. S. Engelbrecht, K. Kurokawa, „Proc. IEEE", vol. 53, p. 237, 1965.
27. C. Depret, „Rev. Technique Thomson-CSF", Vol. 7, Nr. 1, p. 125, 1975.
28. Y. S. Wu, H. T. Yuan, J. B. Kruger, Int. Solid — State Ciscuits Conf. Digest", Philadelphia, p. 124, 1976.
29. H. T. Yuan, J. B. Kruger, Y. S. Wu, „IEEE Int. Microwave Symp. Palo Alto", California, 1975.
30. J. M. Pancratz, J. B. Kruger, Y. S. Wu, H. T. Yuan, „5th Cornell Conf. on Active Semic. Dev. for Microwaves and Integr. Optics", 1976.
31. J. Karlovsky, „Phys. Rev.", vol. 127, p. 419, 1962.
32. A. G. Chynoweth, W. L. Feldmann, R. A. Logan, „Phys. Rev.", vol. 121, p. 684, 1961.
33. R. S. Classen, „J. Appl. Phys.", vol. 32, p. 2372, 1961.
34. E. O. Kane, „Phys. Rev.", vol. 131, p. 79, 1963.
35. E. O. Kane, „J. Appl. Phys.", vol. 32, p. 83, 1961.
36. R. A. Logan, A. G. Chynoweth, „Phys. Rev.", vol. 131, p. 89, 1963.
37. B. Streetman, C. T. Sah, „Proc. IEEE", vol. 55, 1967.
38. V. S. Andreev, *Generatori garmoniceskih kolebanii na tunnelnîh diodah*, Izd. Energhia, Moskva, 1972.
39. D. D. Sandu, M. Jitaru, „An. Șt. Univ. «Al. I. Cuza»", Iași, vol. 18, Fizică, Fasc. 2, p. 185, 1972.
40. D. D. Sandu, „Proc. IEEE", vol. 61, p. 1160, 1973.
41. D. D. Sandu, „An. Șt. Univ. «Al. I. Cuza»", Iași, vol. 21, Fizică, p. 71, 1975.

103. C. A. Mead, „Proc. IEEE, vol. 54, p. 307, 1966.
104. W. W. Hooper, P. L. Hower, „Inter. Electron. Devices Meet.", Washington, p. 38, 1967.
105. K. E. Drangeid et al., „Electron. Lett.", vol. 6, p. 228, 1970.
106. W. Baechtol et al., „Electron. Letters", vol. 10, p. 232, 1973.
107. J. Grosvalet, C. Motsch, R. Tribes, „Sold-State Electron", vol. 6, p. 63, 1963.
108. A. Bobenrieth, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 7, Nr. 2, p. 229, 1975.
109. C. Arnodo, G. Nuzillat, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 7, Nr. 2, p. 281, 1975.
110. R. Lyon-Caen, P. Morel, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 7, Nr. 2, p. 365, 1975.
111. G. Cachier, G. Bert, J. P. Puron, S. Volmier, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 7, Nr. 2, p. 319, 1975.
112. J. P. Mutzig, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 10, Nr. 4, p. 775, 1978.
113. I. I. Gurova, „Zarub. Radioelektron.", Nr. 6, p. 19, 1979.
114. A. Moreau, V. S. Hoang, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 10, Nr. 2, p. 297, 1978.
115. S. Banhoff, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 11, Nr. 2, p. 417, 1979.
116. K. LeHovec, R. S. Miller, „IEEE Trans.", Electron Devices, vol. ED—22, Nr. 5, 1975.
117. R. Pucel, D. J. Masse, C. F. Krumm, „IEEE Solid-State Circuits", vol. SC—11, Nr. 4, 1976.
118. J. G. Ruch, „IEEE Trans.", Electron Devices, vol. ED—19, Nr. 5, 1972.
119. D. Bedouré, „Revue Tech. Thomson—CSF", vol. 10, Nr. 2, p. 277, 1978.
120. M. Fukuta, H. Ishikawa, K. Suyama, M. Maeda, „IEEE Intern. Electron Devices Tech. Digest", p. 285, 1974.
121. M. Fukuta, K. Suyama, H. Suzuki, Y. Nakayama, H. Ishikawa, „IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.", vol. MTT—24, p. 312, 1976.
122. M. Fukuta, K. Suyama, H. Suzuki, Y. Nakayama, H. Ishikawa, „Intern. Solid State Circuits Conf. Digest", Philadelphia, p. 166, 1976.
123. F. N. Sechi, R. W. Paglione, „Intern, Solid-State Circuits. Conf. Dig.", Philadelphia, p. 162, 1976.
124. H. Abbe, Y. Takayama, A. Higashisaka, R. Yamamoto, M. A. Takeuchi, „Intern. Solid-State Circ. Conf. Digest", Philadelphia, p. 164, 1976.
125. G. T. Wright, „Electron. Lett.", vol. 4, p. 543 (1968).
126. H. W. Rüegg," IEEE Trans on Electron Devices", vol. 15, p. 577 (1968).
127. D. J. Coleman, S. M. Sze, „Bell Syst. Tech. J.", vol. 50, p. 1695 (1971).
128. J. LACOMBE, „Rev. Tech. Thomson. CFS", vol. 4, p. 467 (1972).
129. D. Delagebeaudeuf, „Rev. Tech. Thomson. CFS", vol. 7, p. 195 (1975).
130. J. A. C. Stewart, „Electron Lett.", vol. 10, Nr. 10, p. 193 (1974).
131. C. N. Snapp, P. Weissglas., „Electron Lett.", vol. 7, p. 743 (1971).

CUPRINS

Prefață 5

Capitolul I. **PRIVIRE GENERALĂ ASUPRA DISPOZITIVELOR DE MICROUNDE** 9

I.1. Noțiuni introductive asupra microundelor 9
I.2. Dispozitive de microunde cu fascicul electronic 13
I.2.1. Tuburi electronice „electrostatice" 14
I.2.2. Tuburi cu modulație de viteză și grupare de electroni 31
I.2.3. Tuburi cu cîmpuri $\vec{E}$ și $\vec{B}$ ortogonale 36
I.2.4. Alte tipuri de dispozitive cu fascicul electronic 42
I.3. Dispozitive semiconductoare 48
I.3.1. Dispozitive bipolare 48
I.3.2. Tranzistori cu efect de cîmp 51
I.3.3. Tipuri speciale de dispozitive semiconductoare pentru microunde . . 53
I.4. Asupra clasificării dispozitivelor electronice pentru microunde 59
Bibliografie (cap. I) 61

Partea I. DISPOZITIVE CU FASCICUL ELECTRONIC

Capitolul II. **CLISTRONUL DE TRANZIT** 62

II.1. Considerații generale asupra construcției și funcționării 62
II.2. Modulația de viteză și gruparea fasciculului electronic 64
II.3. Transferul de energie fascicul-cavitate R_2. Randament (electronic) și cîștig . 68
II.4. Clistronul de tranzit cu cavități multiple 73
II.4.1. Construcție și funcționare 73
II.4.2. Elemente de teoria clistronului cu cavități multiple 76
II.5. Clistronul de tranzit ca multiplicator de frecvență 79
II.6. Considerații asupra construcției și performanțelor clistroanelor de tranzit 81
II.6.1. Probleme constructive generale 82
II.6.2. Acordul cavităților și lărgimea benzii de trecere 86
II.6.3. Extragerea puterii de ieșire 89
II.6.4. Parametrii unor tipuri de clistroane 94

Capitolul III. **CLISTRONUL REFLEX** 95
III.1. Construcţie şi procese fizice de bază 95
III.2. Gruparea fasciculului electronic. Puterea transmisă cavităţii 97
III.3. Condiţii de existenţă a oscilaţiilor staţionare 101
III.4. Frecvenţa oscilaţiilor. Acordul electronic 107
III.5. Caracteristici de sarcină 111
III.5.1. Diagrame de sarcină ideale 113
III.5.2. Diagrame de sarcină practice 116
III.6. Consideraţii constructive 119

Capitolul IV. **TUBURI CU UNDĂ PROGRESIVĂ ŞI CU UNDĂ INVERSĂ, DE TIP** *O* 123
IV.1. Construcţia şi funcţionarea tuburilor cu undă progresivă, de tip *O* (TUPO) 123
IV.1.1. Consideraţii generale asupra principiilor de funcţionare 123
IV.1.2. Construcţia şi funcţionarea TUPO 125
IV.2. Teoria de semnal unic a amplificatorilor cu TUPO 129
IV.2.1. Ecuaţia fasciculului electronic în prezenţa undei electromagnetice . 130
IV.2.2. Influenţa fasciculului electronic grupat asupra cîmpului de r.f. din sistemul de întîrziere 132
IV.2.3. Cîştigul amplificatorului cu TUPO 135
IV.3. Putere de ieşire şi randament 137
IV.4. Date constructive şi parametri ai TUPO 142
IV.4.1. Sisteme de întîrziere, atenuare şi adaptare 142
IV.4.2. Variante constructive şi parametri ai TUPO 148
IV.5. Principiul de funcţionare al TUPO ca oscilator 150
IV.6. Elemente de teorie a oscilatorului cu TUIO 152
IV.6.1. Criterii şi zone de oscilaţie 152
IV.6.2. Acordul electronic 154
IV.6.3. Consideraţii asupra puterii de ieşire şi randamentului 156
IV.7. Particularităţi constructive şi parametri ai TUIO 157

Capitolul V. **MAGNETRONUL CU CAVITĂŢI MULTIPLE** 160
V.1. Construcţie şi principii generale de funcţionare 160
V.1.1. Mişcarea electronilor în cîmpuri statice *E* şi *B* ortogonale 160
V.1.2. Construcţia şi funcţionarea magnetronului cu cavităţi multiple . . 166
V.2. Moduri şi frecvenţe de oscilaţie în magnetronul cu cavităţi multiple . . 172
V.2.1. Moduri (tipuri) de oscilaţie 172
V.2.2. Frecvenţe de oscilaţie ale blocului anodic 174
V.3. Condiţii şi zone de autooscilaţie 180
V.4. Caracteristici de funcţionare ale magnetronului 183
V.4.1. Putere de ieşire şi randament 183
V.4.2. Caracteristici de funcţionare 186
V.5. Consideraţii constructive. Variante 191

Capitolul VI. **TUBURI CU UNDĂ PROGRESIVĂ ŞI CU UNDĂ INVERSĂ DE TIP** *M* 199
VI.1. Tuburi cu undă progresivă de tip *M* (TUPM) 199
VI.1.1. Funcţionarea TUPM ca amplificator de microunde 199
VI.1.2. Teoria elementară a TUPM 203
VI.2. Tuburi cu undă inversă de tip *M* (TUIM) 205
VI.3. Platinotronul 209
Bibliografie (partea I) 215

Partea a II-a. **DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE PENTRU MICROUNDE**

Capitolul VII. **DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE BIPOLARE „CLASICE“** . 217
VII.1. Elemente de fizica semiconductorilor 217
VII.1.1. Noţiuni asupra benzilor energetice 217
VII.1.2. Statistica purtătorilor de sarcină în semiconductori 223
VII.1.3. Ecuaţiile de bază ale electronicii semiconductorilor 230
VII.2. Dioda cu joncţiune *PN* la frecvenţe înalte 232
VII.2.1. Capacităţile diodei cu joncţiune *PN* 233
VII.2.2. Joncţiunea *PN* la frecvenţe înalte. Scheme echivalente 237
VII.3. Diode varactor (DV) 240
VII.3.1. Parametrii fundamentali şi scheme echivalente 240
VII.3.2. Aplicaţii ale DV 246
VII.4. Diode *PIN* 254
VII.5. Tranzistori bipolari (TB) pentru microunde 260
VII.5.1. Ecuaţii şi parametri fundamentali 260
VII.5.2. Exemple de utilizare a *TB* în amplificatori de microunde 268
Capitolul VIII. **DIODE TUNEL (DT)** 271
VIII.1. Noţiuni generale asupra efectului tunel 271
VIII.2. Dioda tunel. Construcţia şi expresiile curenţilor 274
VIII.2.1. Semiconductori degeneraţi 274
VIII.2.2. Procese de tunelare în joncţiuni *PN* degenerate. Curentul tunel 276
VIII.2.3. Abateri de la caracteristica ideală. Curenţi în exces 280
VIII.3. Schema echivalentă şi parametrii *DT* 285
VIII.4. Utilizarea *DT* în microunde 289
VIII.4.1. Probleme de stabilitate a circuitelor cu *DT* 289
VIII.4.2. Generatori de microunde cu *DT* 292

Capitolul IX. **DISPOZITIVE CU TRANSFER DE ELECTRONI. EFECT GUNN** 297
IX.1. Mecanismul Ridley-Watkins-Hilsum (RWH) 297
IX.1.1. Analiza calitativă a mecanismului RWH 297
IX.1.2. Caracteristica $\bar{v}(E)$. Condiţia de RDNV 300
IX.2. Moduri de funcţionare a dispozitivelor cu transfer de electroni (DTE) . 303
IX.2.1. Consideraţii fizice generale 303
IX.2.2. Moduri de funcţionare a DTE 306

IX.3. Modul de funcţionare a DTE cu „timp de tranzit" 309
IX.3.1. Dinamica propagării domeniilor Gunn 309
IX.3.2. Forma domeniilor 312
IX.4. Modul LSA al DTE 315
IX.5. Scheme echivalente şi parametrii DTE ca elemente de circuit 318
IX.5.1. Ecuaţii generale 318
IX.5.2. Considerente asupra schemelor echivalente şi a unor parametri ai DTE 322
IX.6. Exemple de construcţie şi utilizări a DTE 224
IX.6.1. Metode de preparare. Materiale 324
IX.6.2. Oscilatori cu DTE 330
IX.6.3. Amplificatori de microunde cu DTE 335

Capitolul X. **DIODE IMPATT** 342
X.1. Principii fizice de construcţie şi funcţionare a diodelor IMPATT 342
X.1.1. Structura şi funcţionarea diodei Read 342
X.1.2. Multiplicarea în avalanşă 345
X.2. Analiza de semnal mic a diodelor IMPATT 350
X.2.1. Ecuaţii şi ipoteze de bază 350
X.2.2. Teoria Read-Gilden-Hines. Impedanţa totală 352
X.2.3. Teoria de semnal mic generalizată (Misawa) 357
X.3. Regimul de semnal mare 360
X.3.1. Modul IMPATT fundamental 360
X.3.2. Modul IMPATT de mare randament (TRAPATT) 364
X.3.3. Structuri IMPATT de mare randament 368
X.4. Exemple de construcţie şi utilizări ale diodelor IMPATT 372
X.4.1. Particularităţi constructive 372
X.4.2. Oscilatori cu diode IMPATT 375
X.4.3. Amplificatori cu diode IMPATT 379
X.5. Diode BARITT 382
X.5.1. Structură fizică şi funcţionare 382
X.5.2. Elemente de teorie. Utilizări 385

Capitolul XI. **TRANZISTORI CU EFECT DE CÎMP** 390
XI.1. Generalităţi asupra construcţiei şi parametrilor tranzistorilor cu efect de cîmp (TEC) 390
XI.1.1. Structura şi parametrii TECJ 390
XI.1.2. Structura şi parametrii TECMOS 396
XI.1.3. Scheme echivalente la frecvenţe înalte 399
XI.2. Construcţii actuale de TEC pentru microunde 401
XI.2.1. Tranzistori TECJ cu canal normal închis 406
XI.2.2. Tranzistori TEC cu barieră Schottky (TECMES) 413
XI.3. Amplificatori şi generatori de microunde cu TECMES 413
XI.3.1. Amplificatori de mică putere cu TECMES 413
XI.3.2. Particularităţile amplificatorilor şi oscilatorilor de putere cu TECMES 417
Bibliografie (partea a II-a) 422